decz. 18
21 lettre

Die

Grundlehren der mechanischen Wärmetheorie.

Die Grundlehren

der

mechanischen Wärmetheorie

nebst

einer Beschreibung der wichtigern Heißluft-, Gas- und Dampfmaschinen und Anwendung jener Lehren zur Berechnung der Leistungsfähigkeit dieser Maschinen.

Für

Ingenieure, Maschinenbauer und Industrielle, sowie für die Zöglinge höherer gewerblicher oder technischer Anstalten

gemeinfaßlich bearbeitet

von

Robert Röntgen,

Lehrer an der städtischen Gewerbeschule zu Remscheid.

Erster Theil:

Die mechanische Wärmetheorie, die Beschreibung und Berechnung der Heißluft- und Gasmaschinen.

Mit 49 eingedruckten Holzschnitten.

Jena,

Hermann Costenoble.

1871.

Vorrede.

Seit den letzten Jahrzehnten sind die Naturwissenschaften um zwei ebenso wichtige als höchst interessante Abschnitte bereichert worden, um die Spectral-Analyse und die mechanische Wärmetheorie. Während uns die erstere in den Stand setzt, durch den, von den fernsten Welten zu uns gelangenden Lichtstrahl Kunde von der physischen Beschaffenheit und chemischen Zusammensetzung derselben zu erhalten, hat uns die andere neuen Aufschluß über das Wesen und die Eigenschaften der Wärme verschafft. Man war daher auch schon seit mehreren Jahren bemüht, sowohl durch Zeitschriften als Bücher jene Wissenschaften immer mehr zur Kenntniß des Publikums zu bringen. Besonders gilt dies von der Spectral-Analyse, da dieselbe schon eher eine allgemein faßliche Bearbeitung zuläßt, als die mechanische Wärmetheorie. Das, was über die letztere bis hierhin erschienen ist, beschränkt sich entweder auf das Allgemeinste aus derselben, oder es giebt uns die gesammten Forschungen

und Resultate der Theorie in einer Sprache und Darstellung, die nur dem durchgebildeten Mathematiker zugänglich sein dürfte. Nun besitzt aber diese Wissenschaft nicht allein für den eigentlichen Physiker, sondern vorzüglich auch für den Ingenieur und den denkenden Industriellen, der sich im Besitze irgend einer Kraftmaschine befindet, welche durch die Wärme ihre Bewegung erhält, ein großes Interesse; denn sie zeigt uns, wie jene Ansichten und Grundsätze, auf denen bis dahin die Theorie jener Maschinen aufgebaut wurde, vielfach unrichtig sind und wie dieselben durch genauere und richtigere ersetzt werden können. — Um demnach auch Solchen, die weniger mit dem ganzen Gebiete der Mathematik, als vielmehr mit den einfachern und vorzüglichsten Lehren der Elementar-Mathematik bekannt sind, die wichtigern Resultate jener Wissenschaft zugänglich zu machen, habe ich die vorliegende Bearbeitung unternommen. Ich hatte dabei vor allen Dingen den angehenden Techniker, oder Ingenieur im Auge, dem die Sprache der Mechanik ziemlich geläufig ist, der aber entweder keine Zeit und Gelegenheit hatte, sich mit der höhern Mathematik zu befassen, oder dem wenigstens im Laufe der Zeit die genauere Bekanntschaft mit derselben abhanden gekommen ist.

Da, so viel dem Verfasser bekannt, eine derartige Bearbeitung der mechanischen Wärmetheorie bis jetzt noch nicht existirt, so war derselbe dabei vielfach auf sein eigenes Nachdenken hingewiesen. Es muß sich deßhalb auch die Art und Weise, wie ich zu diesem oder jenem Resultate gekommen bin, von derjenigen anderer Schriftsteller unter-

scheiden. Dies gilt u. A. von dem Satze, daß das Product aus der höchsten in die niedrigste Temperatur gleich demjenigen aus den mittleren Temperaturen ist, die in einem umkehrbaren Kreisprocesse vorkommen, oder, wie man sich auch ausdrückt, daß in einem derartigen Processe das abgeleitete Wärmegewicht dem zugeleiteten gleich sei.

Die vorliegende Schrift enthält aber nicht allein die Hauptlehren der mechanischen Wärmetheorie, sondern auch eine kurze Beschreibung der wichtigern Heißluft- und Gasmaschinen und eine Anwendung jener Theorie auf die Berechnung der Leistungsfähigkeit dieser Maschinen. Sie ist, nächst dem Werke des Herrn Professors Grashof: „Resultate der mechanischen Wärmetheorie in ihrer Anwendung auf das Verhalten der Gase und Dämpfe u. s. w." die erste, in welcher man eine genaue Eintheilung der Heißluftmaschinen aufgestellt findet. Außerdem war ich bemüht, einen Punkt in möglichst anschaulicher Weise zu beleuchten, über welchen bis hierhin selbst Techniker noch verschiedener Meinung zu sein scheinen, den nämlich: ob die Heißluft- oder die Dampfmaschinen in ihrer Unterhaltung billiger seien.

Was die Berechnung der Leistungsfähigkeit der Heißluftmaschinen betrifft, so dürfte dieselbe als neu bezeichnet werden; dagegen habe ich bei Entwickelung der Theorie der Gasmaschinen das vorhin erwähnte, höchst interessante Werk des Herrn Professors Grashof benutzt, in welchem

übrigens nur die Haupt-Ergebnisse jener Theorie niedergelegt wurden. Bei Bearbeitung der eigentlichen Wärmelehre, die die ersten sieben Abschnitte des Buches umfaßt, war ich besonders auf das fast classische Werk des Herrn Professors Zeuner: „Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie. U. s. w." hingewiesen, aus welchem denn auch die wichtigern Resultate jener Abschnitte geschöpft sind. — Die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf das Verhalten der Dämpfe und auf die Berechnung der Dampfmaschinen sollte einem zweiten Bande aufbehalten bleiben. —

Es war mein Bestreben, möglichst klar und allgemein faßlich vorzutragen, um so den Leser ohne große Schwierigkeiten in die Sache einzuführen. Daß mir dieses einigermaßen gelungen sein dürfte, möchte aus den Worten des kürzlich verstorbenen Herrn Oberbergraths Weisbach hervorgehen, der die Güte hatte, das Manuscript des vorliegenden Werkes durchzusehen. Er schrieb dem Verfasser darüber unter dem 14. Februar 1870 u. A. Folgendes:

„Ihre Bearbeitung der mechanischen Wärmetheorie habe ich in den Weihnachtsferien mit vielem Vergnügen durchgelesen und ich glaube, daß Sie bei Veröffentlichung derselben Vielen einen Dienst leisten werden, zumal da die Abfassung Ihrer Arbeit sehr populär gehalten ist."

Möchte denn das Werk dazu dienen, recht viele Freunde der Naturwissenschaften, sowie insbesondere Maschinenbauer und Ingenieure oder Solche, die dies werden wollen, in jenen neuen, höchst interessanten Zweig der Naturwissen-

schaften einzuführen und ihnen die nützliche Anwendung desselben auf einen Theil der theoretischen Maschinenlehre zu zeigen. Der Zweck des Verfassers, den er bei Ausarbeitung des Buches im Auge hatte, würde dadurch erreicht sein.

Schließlich fühle ich mich gedrungen, dem Herrn Verleger für die prachtvolle Ausstattung des Werkes hiermit meinen schuldigen und aufrichtigen Dank auszusprechen.

Remscheid, im Juni 1871.

Röntgen.

Inhaltsverzeichniß.

Vierter Abschnitt.

Fünfter Abschnitt.

Sechster Abschnitt.

Siebenter Abschnitt.

Seite

Achter Abschnitt.

Neunter Abschnitt.

Zehnter Abschnitt.

Elfter Abschnitt.

Erster Abschnitt.

Erzeugung von Wärme durch mechanische Arbeit und umgekehrt. Bestimmung des mechanischen Wärme-Aequivalents durch Versuche.

Wärme erzeugt durch mechanische Wirkungen.

Eine Menge Erscheinungen des täglichen Lebens zeigen uns, daß man durch mechanische Arbeit Wärme erzeugen kann. Schlagen wir z. B. mit einem Hammer mehrere Male auf ein Metall, so erhitzt sich dasselbe allmälig. Die lebendige Kraft des Hammers, die hier beim jedesmaligen Auftreffen auf das Metall vernichtet wird, scheint sich dabei in Wärme umzusetzen. Reiben wir zwei trockene Hölzer längere Zeit an einander, so können sich beide so stark erhitzen, daß eine Entzündung eintritt. Bekanntlich war dieses das Mittel, durch welches sich in früheren Jahren die amerikanischen Indianer Feuer bereiteten. Hier ist es also wieder die mechanische Arbeit oder der Druck, mit welcher die Hölzer auf einander gedrückt werden, in Verbindung mit der Geschwindigkeit, mit der jener Druck überwunden wird, was die Wärme hervorbringt. Insbesondere

bemerken wir das Auftreten der Wärme bei der Zapfenreibung, wenn die Zapfen nicht durch Wasser und geeignete Schmiermittel kalt und fettig erhalten werden. Die mechanische Arbeit, welche zur Ueberwindung der Reibung erforderlich ist, erzeugt auch hier wieder Wärme. U. s. f.

Diese und viele andere Erscheinungen haben denn zu der Frage geführt, ob nicht mechanische Arbeit und Wärme gleichwerthig oder äquivalent seien, oder mit andern Worten, ob man nicht stets mit einem gewissen Aufwande von Arbeit eine bestimmte Wärmemenge erzeugen könne?

Ungefähre Ermittelung der durch Reibung frei gewordenen Wärme.

Graf Rumford scheint der erste gewesen zu sein, der durch Versuche obige Frage einigermaßen genau beantwortet, ja der sogar gleichzeitig zuerst den Gedanken ausgesprochen hat, daß die Wärme weiter nichts, als eine Bewegung der kleinsten Theilchen der Körper sei.

In der Kanonenbohr-Anstalt zu München, deren Aufseher er war, ließ er einen stumpfen Bohrer von circa 10,000 Pfd. Gewicht, der durch Pferde in Umdrehung gesetzt wurde, gegen den Boden einer Kanone drücken. Letztere stand in einem hölzernen Kasten, der 26,6 Pfd. Wasser enthielt. Nach Verlauf von $2^1/_2$ Stunde war das Wasser von 0 auf 100° erwärmt, also zum Sieden gebracht worden.

Obgleich Rumford zur Bewegung des Bohrers zwei Pferde anwandte, so war er doch der Ansicht, daß die Arbeit auch recht wohl von einem Pferde hätte vollführt werden können. Demnach wäre dann die Leistung oder mechanische Arbeit, welche ein Pferd in $2^1/_2$ Stunden verrichtet, im Stande, 26,6 Pfd. Wasser um 100° zu erwärmen.

Da nun, wie die Mechanik lehrt, 1 Pferd in 1 Stunde

1980000 Pfd. 1 Fß. hoch zu heben vermag, oder eine mechanische Arbeit von 1980000 Fßpfd. (engl.) leistet, so wird es in $2^1/_2$ Stunden die Arbeit von $1980000 \times 2^1/_2 = 4950000$ Fßpfd. zu leisten vermögen. — Diese Arbeit reichte also hin, um 26,6 Pfd. Wasser um 100°, oder, was dasselbe ist, um 2660 Pfd. auf 1° zu erwärmen. Es würde demnach zur Erwärmung von 1 Pfd. Wasser um 1° eine mechanische Arbeit von

$$\frac{4590000}{2660} = 1721 \text{ Fßpfd. (engl.)}$$

erforderlich sein.

Berechnen wir dies nach französischem Maß und Gewichte, was gegenwärtig in der Wissenschaft fast allein angewendet wird, und dessen wir uns später auch bei den Berechnungen besonders bedienen werden.

Es beträgt 1 Pfd. (engl.) 0,4536 Kilogramm und 1 Fß. (engl.) 0,3048 Meter; demnach ist 1 engl. Fßpfd. $= 0{,}4536 \times 0{,}3048 = 0{,}13826$ Meterkilogramm, und 1721 Fßpfd. $= 1721 \times 0{,}13826 = 237{,}945$ Meterkilogramm.

Diese Arbeit war erforderlich, um 1 Pfd. (engl.) in seiner Temperatur um 1° Cels. zu erhöhen, folglich wird die Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Kilogramm $= \frac{1}{0{,}4536}$ Pfd. (engl.) nothwendig ist, $237{,}945 \times \frac{1}{0{,}4536} = 524{,}57$ Meterkilogramm betragen. Man hätte diese Arbeit auch =

$$1721 \times 0{,}3048 \times 0{,}4536 \times \frac{1}{0{,}4536}$$

oder einfach $= 1721 \times 0{,}3048$ Meterkilogramm setzen können.

Die so berechnete Zahl ist offenbar zu groß, da man auf diejenige Wärme, welche durch Leitung und Strahlung verloren gegangen war, keine Rücksicht genommen hatte. Es ist klar, daß man mit derselben mechanischen Arbeit eine größere Wassermenge hätte erwärmen können, oder daß umgekehrt zur Erwär-

1*

mung desselben Wasserquantums eine kleinere Arbeit erforderlich gewesen wäre, wenn alle entwickelte Wärme allein zur Erhöhung der Temperatur des Wassers wäre verwandt worden.

Versuch von Davy.

Nächst Rumford war es der englische Chemiker Sir Humphri Davy, der sich mit Bestimmtheit dahin aussprach, daß die Wärme kein Stoff sein könne, der sich von einem Körper zum andern fortpflanze, wie dies bis dahin von den meisten Physikern angenommen wurde; sondern daß dieselbe höchst wahrscheinlich in einer schnellen Bewegung der kleinsten Theilchen der Körper bestehe.

Er zeigte, daß zwei Eisstücke, welche mehrere Minuten lang heftig an einander gerieben werden, sich in Wasser verwandeln, wenngleich den Stücken durch keine anderen Körper Wärme mitgetheilt wird.

Nun weiß man aber schon längst, daß Eis allein zum Schmelzen einer großen Menge Wärme bedarf; daß man z. B., um 1 Loth oder 1 Pfd. Eis von 0° in Wasser von 0° zu verwandeln, nicht weniger Wärme nothwendig hat, als um dieselbe Wassermenge von 0° auf circa 80° zu bringen. Diese bedeutende Wärmemenge mußte also in dem obigen Versuche allein durch das Reiben der Eisstücke an einander erzeugt worden sein, und deßhalb schloß sich auch Davy der Ansicht an, daß Wärme eine Art von Bewegung sein müsse.

Um die Richtigkeit dieser Ansicht noch mehr zu erhärten, stellte er folgenden Versuch an. Er brachte unter die Glocke einer Luftpumpe ein Uhrwerk, was auf einem Stück Eis stand, in welchem oben eine mit Wasser gefüllte Vertiefung angebracht war. Ein Zahnrad des Uhrwerkes schleifte bei der Bewegung desselben über eine mit Wachs belegte Metallscheibe. Nachdem

er die Luft aus der Glocke vollständig ausgepumpt und sodann das Uhrwerk in Thätigkeit gesetzt hatte, kam das Wachs nach einigen Minuten zum Schmelzen, während das Wasser in der Vertiefung des Eises flüssig blieb. — Es konnte also das Flüssigwerden des Wachses weder durch die Wärme des Wassers noch durch die des Uhrwerkes hervorgebracht worden sein; denn im ersteren Falle hätte sich das Wasser wenigstens theilweise in Eis verwandeln müssen, und im anderen Falle würde auch dem Eise Wärme mitgetheilt worden, es würde also ein Theil desselben geschmolzen sein.

Dr. Mayer, der eigentliche Begründer der mechanischen Wärme-Theorie.

Obgleich nun die vorhin genannten Gelehrten der Ansicht gewesen sind, daß Wärme eine Art von Bewegung sei, und daß man mit einem gewissen Arbeitsaufwande eine bestimmte Wärmemenge müsse hervorbringen können, so gebührt doch dem deutschen Arzte Dr. J. Mayer zu Heilbronn das Verdienst, den Satz über die Gleichwerthigkeit zwischen Wärme und mechanischer Arbeit nicht bloß in bestimmter und klarer Weise ausgesprochen, sondern auch eine große Menge höchst geistreicher Folgerungen daraus gezogen zu haben, so daß er eigentlich als der Begründer oder Schöpfer der sogenannten mechanischen Wärme-Theorie anzusehen ist.

Er zeigt in seinen darauf bezüglichen Abhandlungen, daß eine in der Natur vorhandene Kraft, wie z. B. die des Lichtes oder der Wärme, eben so wenig wie die Materie ganz oder theilweise vernichtet werden könne; daß das, was uns Vernichtung zu sein scheine, weiter nichts, als die Umwandlung in eine andere Form sei. Er macht darauf aufmerksam, daß die Wärmemenge, welche eine Pflanze während ihres Wachsthums von der Sonne empfängt, in ersterer die Fähigkeit erwecke, die zu

ihrer Nahrung erforderlichen Stoffe aus der Luft und dem Boden aufzunehmen, daß sie bekanntlich den Sauerstoff ausscheide, den Kohlen- und Wasserstoff aber behalte, und daß dieser aufgespeicherte Kohlen- und Wasserstoff unter den geeigneten Umständen wieder dieselbe Wärmemenge liefere, welche behufs Ansammlung dieser Elemente die Pflanze von der Sonne empfangen habe. Sowie aber der in den Pflanzen enthaltene Kohlen- und Wasserstoff bei der gewöhnlichen Verbrennung Wärme liefert, so erzeugt er im thierischen Organismus die thierische Wärme und verleiht diesen Geschöpfen die Fähigkeit, mechanische Arbeiten zu vollbringen, ihr eignes Gewicht zu tragen, Lasten zu heben u. s. f. Er weist nach, wie die Aufnahme von Kohlenstoff oder, mit andern Worten, die Menge der Speise, welche ein Thier zu sich nimmt, der von demselben geleisteten Arbeit genau proportional sei, wie eine Vermehrung der Leistung auch eine Erhöhung der Wärme und, was damit zusammenhängt, eine Vergrößerung der Nahrung bedinge. —

So berechnet Mayer unter Anderem den Verbrauch an Kohlenstoff, der bei einem starken Manne zur Ersteigung eines 10,000 Fß. hohen Berges erforderlich ist, und findet denselben =0,155 Pfd.; d. h.: denkt man sich die Wärme, welche bei der Verbrennung von 0,155 Pfd. Kohlenstoff entsteht, in mechanische Arbeit umgesetzt, so entspricht diese einem Effecte, der gleich ist der Erhebung des Gewichtes jenes Mannes auf 10,000 Fß. Höhe, wobei noch diejenige Arbeit nicht mitgerechnet ist, die durch den unelastischen Stoß bei jedem Tritte verloren geht. — Ferner ermittelte Mayer durch Schütteln des Wassers in einem Gefäße die mechanische Arbeit, welche erforderlich ist, um 1 Kilogramm Wasser in seiner Temperatur um 1° zu erhöhen, und erhielt die Zahl 365 Meterkilogramm, die also ungleich kleiner ist, als die, welche sich aus den Rumford'schen Versuchen ergab.

Joule in Manchester bestimmt zuerst durch genaue Versuche das mechanische Wärme-Aequivalent.

Wenngleich nun auch die Gleichwerthigkeit zwischen mechanischer Arbeit und Wärme durch die Schriften jenes geistvollen würtemberger Arztes klar und deutlich hervorgehoben und bewiesen war, so fehlte es bis dahin noch immer an der ganz genauen Ermittelung derjenigen Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Pfd. oder 1 Kilogramm Wasser um 1° erforderlich ist. Denn in der That kann weder die Zahl von Rumford noch die von Mayer auf große Genauigkeit Anspruch machen. Deßhalb unternahm es der englische Physiker Joule in Manchester durch eine große Reihe sehr sorgfältig angestellter Versuche, dieselbe so genau, wie eben möglich, festzustellen. Er wählte hierzu verschiedene Methoden. Zuerst brachte er Wasser in ein passendes Gefäß, in welchem sich ein eisernes Schaufelrad befand, welches vermittelst Schnüren und sinkender Gewichte in Umdrehung gesetzt wurde, und bestimmte durch sehr genaue Thermometer die Wärmezunahme, die das Wasser erfahren hatte, wenn die Gewichte von einer gewissen Höhe heruntergesunken waren. Sodann brachte er in jenes Gefäß andere Flüssigkeiten, wie z. B. Quecksilber, Walrathöl u. s. f., und ermittelte auch hierfür die Temperatur-Erhöhung, bei einer gewissen Arbeitsleistung der Gewichte. Ferner ließ er in einem gußeisernen Gefäße zwei Scheiben, von denen die eine an einer drehbaren Achse fest, die andere aber beweglich war, gegen einander drücken, verwandte die durch Reibung entstandene Wärme zur Erwärmung des Wassers und verglich auch hier die Temperatur-Zunahme desselben mit der dazu aufgewandten mechanischen Arbeit. Bei einer andern Versuchsreihe drückte er Wasser durch enge Röhren, sogenannte Capillar-Röhren, und bestimmte die zur Durchpressung des Wassers erforderliche Arbeit, sowie die Er-

wärmung des letzteren. Endlich ermittelte er die Temperatur-Zunahme, welche die Luft erfährt, wenn sie in einem Behälter schnell comprimirt wird.

Bei allen diesen Versuchen ergab sich zunächst, daß stets bei Aufwendung einer bestimmten mechanischen Arbeit auch eine bestimmte Wärmemenge erzeugt wurde, die von der Natur der Substanzen, welche der Beobachtung unterworfen worden waren, vollständig unabhängig war.

Nachdem sich Joule circa sieben Jahre lang mit dem vorliegenden Gegenstande sehr eingehend beschäftigt hatte, stellte er im Jahre 1849 noch einmal eine große Reihe von Experimenten an, wobei er dann alle die Vorsichtsmaßregeln benutzte, die ihm jene langjährigen Erfahrungen an die Hand gegeben hatten. Er fand nun für die mechanische Arbeit, welche erforderlich ist, um 1 Pfd. Wasser in seiner Temperatur um 1° Fahrenheit zu erwärmen, folgende Zahlen:

a) 772,692 Fßpfd. (engl.) durch Reibung von Wasser, Mittel von 40 Experimenten;

b) 774,083 Fßpfd. durch Reibung von Quecksilber, Mittel von 50 Experimenten;

c) 774,987 Fßpfd. durch Reibung von Gußeisen, Mittel von 20 Experimenten.

Wenn man über die Schwierigkeiten nachdenkt, die mit diesen Versuchen verbunden waren; wenn man erwägt, welche Mühe und Sorgfalt aufgewandt werden mußte, um die mechanische Arbeit einerseits und die Temperatur der Flüssigkeiten andererseits mit Genauigkeit zu bestimmen: so erstaunt man über die große Uebereinstimmung in den erhaltenen Resultaten. In der That gehören jene Versuche zu den denkwürdigsten, die jemals auf irgend einem Gebiete der Physik angestellt worden sind; und deßhalb gebührt auch Joule stets eine der ersten Stellen in der mechanischen Wärme-Theorie.

Von allen mitgetheilten Werthen hielt Joule denjenigen für den zuverlässigsten, der durch Reiben von Wasser erhalten worden war. Er bestimmte denselben, nachdem er noch einige nöthige Correctionen angebracht hatte, zu 772 Fßpfd. (engl.) für 1° Fahrenheit, mithin zu $772 \times \frac{9}{5} = 1389{,}6$ Fßpfd. für 1° C.

Es beträgt also die Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Kilogramm Wasser um 1° C. oder zur Erzeugung der Wärmeeinheit nothwendig ist: $1389{,}6 \times 0{,}3048 = 423{,}55$ Meterkilogramm.

Wir werden später durch Berechnungen, denen ganz andere Beobachtungen zu Grunde liegen, fast genau dasselbe Resultat erhalten, so daß man es jetzt als ausgemacht betrachten kann, daß zur Erzeugung der Wärmeeinheit ein Arbeitsaufwand von 423,55 oder in runder Zahl von 424 Meterkilogramm — diese Zahl werden wir fortan als die richtige annehmen — erfordert wird. Man pflegt diese Arbeit das mechanische Wärme-Aequivalent oder den mechanischen Gleichwerth für die Wärme zu bezeichnen.

Umgekehrt werden wir mit der Arbeitseinheit, also mit einer mechanischen Arbeit von 1 Meterkilogramm, nur $\frac{1}{424}$ Wärmeeinheit erzeugen können, weßhalb man diesen Theil der Wärmeeinheit das Wärme-Aequivalent der Arbeitseinheit nennt.

Da 1 Pferdekraft eine mechanische Arbeit von 75 Meterkilogramm in 1 Secunde repräsentirt, so hätte man $\frac{424}{75} = 5{,}65$ Pferdekräfte nothwendig, um 1 Kilogramm Wasser in 1 Secunde um 1° zu erwärmen. Sollte die Erwärmung erst in 2, 3 oder 60 Secunden stattfinden, so würde man freilich nur eine Leistung von $\frac{5{,}65}{2}$ oder $\frac{5{,}65}{3}$ oder $\frac{5{,}65}{60} = 0{,}08142$ Pferdekräfte pro Secunde aufzuwenden haben.

Zahlenbeispiel.

Es sollen 2 Kilogramm Wasser innerhalb 20 Minuten von 0° auf 100° erwärmt werden, welche secundliche Leistung wird hierzu erforderlich sein?

Die 2 Kilogramm beanspruchen zu ihrer Erwärmung auf 100°: $100 \times 2 = 200$ Wärmeeinheiten, und diese sind also gleichwerthig mit einer Arbeit von $424 \times 200 = 84800$ Meterkilogramm. Da diese Arbeit in 20 Minuten $= 20 \times 60 = 1200$ Secunden geleistet werden soll, so beträgt die secundliche Arbei $\frac{84800}{1200} = 70,66\ldots$ Kilogrammmeter, d. i. beinahe 1 Pferdekraft.

Hirn's Versuch zur Bestimmung des mechanischen Wärme-Aequivalents.

Auch Hirn, Civil-Ingenieur und Fabrikant zu Colmar, hat sich um die genauere Bestimmung des mechanischen Wärme-Aequivalents verdient gemacht. Er schlug hierzu einen andern Weg ein, als Joule, indem er nämlich diejenige Wärme zu bestimmen suchte, die beim Stoß unelastischer Körper frei wird.

Zwei schwere Blöcke, der eine von Holz, der andere von Eisen, waren in gleicher Höhe pendelartig aufgehangen, so daß sie sich mit den einander zugekehrten Flächen berührten. Der Holzblock war auf der, dem andern Block zugewandten Seite mit einer eisernen Platte beschlagen. — Der Eisenblock wurde nun auf eine bestimmte Höhe gehoben, während man an die Eisenplatte einen hohlen Bleicylinder anlegte, der beim Herabfallen des Eisenblockes getroffen und so comprimirt und erwärmt wurde.

Aus dem Gewichte des Eisenblockes und der Höhe, aus welcher er herabfiel, konnte Hirn die lebendige Kraft oder mechanische Arbeit berechnen, die derselbe beim Zusammenstoße mit dem Bleicylinder besaß. Außerdem gab ihm die Höhe, auf welche der Holzblock durch den Stoß getrieben wurde, sowie diejenige,

auf welche der Eisenblock wieder zurückstieg, die Arbeit an, welche in den Massen nach ihrem Zusammenstoße noch zurückgeblieben war. Es wurde nun, direct nach dem Zusammenstoße, die Höhlung des Bleicylinders mit einer gewogenen Menge Wasser gefüllt und die Temperatur-Zunahme desselben beobachtet. Nachdem Hirn noch auf geschickte Weise diejenige Arbeit bestimmt hatte, die zur Compression des Bleicylinders verwandt worden war, konnte er nunmehr leicht die zur Erwärmung desselben verbrauchte Arbeit berechnen. Das Mittel aus verschiedenen Beobachtungen ergab die Zahl 425 Meterkilogramm, also fast vollständig dieselbe, die Joule aus seinen vielen Beobachtungen gefunden hatte.

Erzeugung von mechanischer Arbeit durch Wärme.

Im Vorhergehenden haben wir gesehen, wie man durch Arbeit Wärme erzeugen kann, oder wie überall da, wo mechanische Arbeit verschwindet, Wärme auftritt, und daß man stets mit einem gewissen Arbeitsaufwande auch eine bestimmte Wärmemenge zu erzeugen im Stande sei. Es entsteht nun die Frage, können wir auch durch Wärme mechanische Arbeit hervorbringen, oder verschwindet, wenn durch Wärme Arbeit verrichtet wird, stets eine der geleisteten Arbeit äquivalente Wärmemenge? — Wir haben zunächst an der Ausdehnung fester Körper den schlagendsten Beweis, wie durch Wärme Arbeit geleistet wird. Es lastet nämlich auf der Oberfläche eines jeden Körpers der Luftdruck, der bekanntlich pro Quadratzoll Fläche nicht weniger als 14,1 preuß. Pfund oder pro Quadratmeter 10334 Kilogramm beträgt, und dieser Druck wird bei der Erwärmung durch eine gewisse Strecke, nämlich um diejenige, um welche sich der Körper ausdehnt, fortgeführt. Da aber mit der Erwärmung eines Körpers auch eine Zunahme seiner Temperatur verbunden ist,

so läßt sich schwer bestimmen, wie viel von der zugeführten Wärme auf die Ausdehnung oder auf die Ueberwindung jenes Druckes und wie viel auf die Temperatur-Erhöhung verwandt worden ist; man wird demnach durch die Ausdehnung der Körper nur schwierig das Verhältniß zwischen der zugeführten Wärme und der geleisteten mechanischen Arbeit bestimmen können.

Am deutlichsten überzeugen wir uns, wie durch Wärme mechanische Arbeit erzeugt wird, oder wie Wärme bei einer mechanischen Arbeitsverrichtung verschwindet, bei den luftförmigen Körpern. Läßt man z. B. aus einem Behälter, in welchem sich comprimirte Luft befindet, letztere ausströmen, so tritt eine bedeutende Temperatur-Erniedrigung ein; diese ist zuweilen so groß, daß Wassertröpfchen, die an der Mündung des Ausflußrohres sitzen, zum Gefrieren gebracht werden. — Die Arbeitsverrichtung der Luft besteht hier darin, daß sie die atmosphärische Luft vor der Ausflußöffnung verdrängt und den Druck derselben mit einer gewissen Geschwindigkeit überwindet.

Joule fand bei derartigen Versuchen, daß für jeden Grad Fahrenheit, um welchen sich die Luft abkühlt, eine Arbeit von 820 Fßpfd. (engl.) geleistet wird. Nach unsern Einheiten (Meter und Kilogrammen) würde das also eine Leistung von



Fig. 1.

$\frac{9}{5} \times 820 \times 0{,}3048 = 449{,}88$ Meterkilogramm geben, also etwas mehr, als früher erhalten wurde. Jedoch kann man nach dieser Methode weniger genau das Verhältniß zwischen der mechanischen Arbeit und der verschwundenen Wärme bestimmen, als nach den früheren Angaben.

Auch bei der Ausdehnung der gewöhnlichen atmosphärischen Luft verschwindet Wärme. Nehmen wir an, es befinde sich unter dem Kolben E F (Fig. 1), des Cylinders A B C D Luft von atmosphärischer Spannung ein-

geschlossen, über demselben aber sei ein luftleerer oder luftverdünnter Raum vorhanden; alsdann wird der Kolben, wenn er nicht befestigt und angehalten wird, sofort gehoben, während die Temperatur der Luft augenblicklich sinkt. Die verschwundene Wärme hat sich also insofern in Arbeit umgesetzt, als sie das Gewicht des Stempels oder Kolbens durch eine gewisse Wegstrecke fortgeführt hat.

Verschwindet aber nun Wärme, wenn die Luft Arbeit leistet, wenn also z. B. comprimirte Luft in die atmosphärische Luft oder letztere in verdünnte Luft ausströmt, so darf man einen derartigen Verlust nicht wahrnehmen, wenn die Luft in den leeren Raum strömt, denn in diesem Falle hat sie keine Arbeit zu verrichten. Auch hierüber hat Joule verschiedene Versuche angestellt.

Er bediente sich zu dem Ende zweier kupferner Ballons, von mehreren Kubikmetern Inhalt, welche durch eine Röhre, die mit einem Hahn versehen war, in Verbindung standen. Beide stellte er in ein Gefäß mit Wasser, dessen Temperatur direct vor und nach einem jeden Versuche genau bestimmt wurde. Indem er durch Schließung des Hahns die beiden Ballons außer Communication gesetzt hatte, comprimirte er in dem einen die Luft auf etwa 21 Atmosphären, während der andere vermittelst einer Luftpumpe luftleer gemacht wurde. Darauf öffnete er den Hahn und ließ nun die verdichtete Luft aus dem einen Ballon in den andern strömen, so daß zuletzt die Luft in beiden eine gleiche Spannung hatte. Er fand dann, daß weder eine Vermehrung noch eine Verminderung der Temperatur eingetreten war; denn das Wasser, in welchem sich die beiden Ballons befanden, gab vor und nach einem jeden Versuche denselben Wärmegrad an.

Man kann sich diese Erscheinung auf folgende Weise erklären. Sobald ein Theil der Luft aus dem einen Ballon in den

andern übergegangen ist, hat allerdings die nunmehr zufließende Luft eine mechanische Arbeit zu verrichten, nämlich die bis dahin eingeströmte Luft zu verdichten; es wird also in dem einen Ballon, wo sich die Luft verdünnt, eine Temperatur-Erniedrigung, in dem andern aber, wo eine Verdichtung der Luft eintritt, eine Erhöhung der Temperatur stattfinden, und diese Erhöhung wird jener Erniedrigung vollkommen gleich sein, so daß im Ganzen weder Wärme verloren geht, noch gewonnen wird.

Daß in der That in dem einen Ballon, aus welchem die comprimirte Luft ausströmt, die Temperatur sinkt, und im andern, wo sie verdichtet wird, steigt, bewies unser Physiker dadurch, daß er die beiden Ballons in zwei getrennte Wasserbehälter brachte und deren Temperatur vor und nach den Versuchen genau bestimmte.

Es ist somit, wenigstens für die Luft, bewiesen, daß, wenn Wärme verschwindet, Arbeit geleistet wird; auch unterliegt es wohl keinem Zweifel, daß für jede verschwundene Wärmeeinheit dieselbe mechanische Arbeit erzeugt wird, die wir auf der andern Seite nothwendig haben, um die Wärmeeinheit hervorzubringen, wenngleich auch Joule für jene verschwundene Wärmemenge eine etwas größere Arbeit erhalten hat. Es ist also hiernach auch eine Wärmeeinheit einer mechanischen Arbeit von 424 Meterkilogramm äquivalent.

Aber auch für den Wasserdampf hat Hirn die Richtigkeit dieses Satzes dargethan, und zwar mit Hülfe der Dampfmaschine. In der That zeigt uns diese Maschine so recht, wie Wärme mechanische Arbeit erzeugen kann, und sie war es deßhalb auch besonders, welche die Physiker schon frühzeitig auf den Gedanken brachte, daß wohl eine gewisse Aequivalenz zwischen Wärme und mechanischer Arbeit bestehen müsse.

Hirn ermittelte zuerst die Temperatur und Spannung des Dampfes im Kessel, und den Dampfverbrauch pro Kolbenhub

in Kilogrammen. Hierdurch war er im Stande, die Zahl der Wärmeeinheiten zu bestimmen, die pro Hub dem Cylinder durch den Dampf zugeführt wurden. Sodann beobachtete er die Temperatur und die Menge des Condensationswassers, welches die Maschine für jeden Kolbenschub verbrauchte, sowie den Wärmegrad, welchen das Wasser nach der Condensation des Dampfes besaß. Er wurde dadurch in den Stand gesetzt, den Verlust an Wärme, den der Dampf während seiner Arbeitsverrichtung im Cylinder, sowie durch die Ueberwindung der Nebenhindernisse im Dampfrohre, im Schieberkasten und in dem Dampfableitungsrohre erlitten hatte, zu bestimmen. Endlich suchte er auch den Verlust an Wärme zu erhalten, der durch Leitung und Strahlung auf dem ganzen Wege vom Kessel bis zum Condensator entstanden war. — Nachdem dieses geschehen, bestimmte er mit Hülfe eines Dynamometers die mechanische Arbeit, welche auf die Schwungradwelle übertragen wurde, und ermittelte außerdem mit möglichster Genauigkeit diejenige Arbeit, welche die Nebenhindernisse, wie die Reibung des Dampfkolbens, des Schiebers ꝛc., in Anspruch nahmen. Aus diesen Einzelheiten war es ihm möglich, für jede im Cylinder verschwundene Wärmeeinheit die rohe Leistung der Maschine zu berechnen. Es ergab sich als Mittel aus verschiedenen Beobachtungen, daß jeder verschwundenen Wärmeeinheit eine rohe Leistung von 413 Meterkilogramm entsprach; eine Zahl, die mit der Joule's nahe genug übereinstimmt, besonders wenn man bedenkt, mit welchen ungeheuern Schwierigkeiten Hirn bei seinen Versuchen zu kämpfen hatte.

Noch ein anderer Apparat als die Dampfmaschine giebt uns einen deutlichen Beweis davon, daß Wärme direct in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann; es ist dies der sogenannte Injector oder die Dampfstrahlpumpe von Giffard; eine Vorrichtung, die schon seit mehreren Jahren bei Locomotiven und stehenden Dampfmaschinen zur Speisung der Kessel benutzt

wird. Wir werden im zweiten Theile dieses Werkes, der über die Theorie der Dämpfe und deren Anwendung auf die Berechnung der Dampfmaschinen handelt, auf die genauere Construction dieser Pumpe zurückkommen und wollen vor der Hand nur die Einrichtung derselben im Allgemeinen andeuten.

Es führt nämlich eine Röhre aus dem Dampfraume des Kessels in den Wasserraum desselben; diese Röhre ist an einer geeigneten Stelle mit einer andern in Verbindung gebracht, welche das zur Speisung dienende Wasser herbeiholt. Der Dampf strömt bei Oeffnung eines Hahnes durch die Verbindungsröhre nach dem Kesselwasser und reißt die Luft mit sich fort; in Folge dessen entsteht ein luftleerer Raum, und Wasser steigt durch die zuletzt erwähnte Röhre in jene, welche vom Dampf- zum Wasserraume führt, und wird durch den Dampfstrahl mit großer Geschwindigkeit in den Kessel gedrückt. Durch einen zweiten Hahn kann dies zufließende Wasser regulirt werden.

Da nun auf dem Wasser im Kessel der Dampfdruck lastet, so läßt sich von vornherein nicht einsehen, wie es möglich sei, daß der Dampf dem Wasser zuströme und daß nicht ebenso andererseits das Wasser in den Dampfraum übergeführt werde. Bedenkt man aber, daß im Dampfe eine große Menge verborgener Wärme enthalten ist, die das Wasser nicht besitzt, oder mit andern Worten, daß die im Dampfe aufgespeicherte Arbeit größer ist, als die im Wasser enthaltene, so erkennt man leicht die Möglichkeit der Erscheinung.

Sowie der Dampf nämlich mit dem gehobenen kalten Wasser in Berührung kommt, wird ein Theil der verborgenen Wärme allerdings zur Erwärmung des angesogenen Wassers benutzt, aber ein anderer Theil setzt sich direct in mechanische Arbeit um, und dieser ist es, welcher das Wasser in den Kessel drückt.

Zweiter Abschnitt.

Die Wärme eine Art von Bewegung.

Es kann nun nach dem Vorhergehenden als ausgemacht betrachtet werden, daß man stets mit einer gewissen mechanischen Arbeit eine bestimmte Wärmemenge und mit einer bestimmten Wärmemenge eine gewisse mechanische Arbeit hervorzubringen vermag, ja, daß diejenige Quantität Wärme, welche im Stande ist, 1 Kilogramm Wasser in seiner Temperatur um 1° C. zu erhöhen, einer Arbeit von 424 Kilogrammmeter äquivalent ist, und daß man umgekehrt mit dieser Arbeit 1 Kilogramm Wasser um 1° C. erwärmen kann.

Besteht nun aber eine solche Aequivalenz zwischen Wärme und mechanischer Arbeit, so sind wir wohl gezwungen, anzunehmen, daß Wärme eigentlich weiter nichts sei, als mechanische Arbeit in anderer Gestalt. Und da die Wärme gleichsam an einem Körper haftet, da sie sich von außen in das Innere desselben hineinziehen kann, so müssen wir hier etwas einer mechanischen Arbeit Gleiches oder Aehnliches zu suchen haben; wir müssen also annehmen, daß entweder die kleinsten Theilchen oder Gruppen derselben, oder daß eine andere Substanz zwischen den Theilchen eine Art von Bewegung besitze. Als solche

andere Substanz nimmt man den Aether oder Weltäther an, den man bekanntlich auch schon seit einer Reihe von Jahren als den eigentlichen Träger des Lichtes betrachtet.

Die erstere Ansicht stellte, wenigstens für die luftförmigen Körper, zuerst Daniel Bernoulli auf; später wurde sie von Krönig und Clausius weiter ausgebildet und auch auf die festen und flüssigen Körper übertragen; sie zählt gegenwärtig unter den Physikern die meisten Anhänger.

Die andere Ansicht, die früher zu der verbreitetsten gehörte, hatte besonders Poisson und Cauchy zu ihren Vertretern und erhielt vorzüglich durch den deutschen Gelehrten Redtenbacher eine weitere Ausbildung.

Redtenbacher's Ansichten über die Wärme.

Nach diesem Mechaniker ziehen sich die Körper-Atome an, während zwischen den Aether-Atomen eine gegenseitige Abstoßung besteht. Die Körper-Atome sind ungleich größer als die Aether-Atome; letztere sind dem Gesetze der Trägheit, aber nicht dem der Schwere unterworfen.

In Folge dieser Eigenschaften ist jedes Körper-Atom mit einer Hülle von Aether-Atomen umgeben; diese hat in der Nähe des Atoms die größte Dichtigkeit und wird mit wachsender Entfernung von demselben immer dünner. Der Aether umgiebt demnach jedes Atom in derselben Art und Weise, wie die Atmosphäre unsere Erde, vorausgesetzt, daß die Atome eine kugelförmige Gestalt besitzen. — Ein Atom mit seiner Hülle nennt Redtenbacher eine Dynamide. Zwischen je zwei Dynamiden befindet sich ein leerer Raum, der ungleich größer ist, als die Dynamiden.

Die Wärme eines Körpers besteht nun in der pulsirenden Bewegung der Aetherhüllen. Es wird nämlich angenommen,

daß jedes Aether-Atom in der Richtung der Radien der Aethersphären schwinge. Je schneller und stärker die Hüllen pulsiren, desto wärmer ist der Körper.

Ist die Anziehung der Körper-Atome gleich der Abstoßung der Aetherhüllen, so ist der Körper entweder fest oder flüssig; ist dagegen die abstoßende Kraft der letzteren größer als die anziehende der ersteren, so ist er luft- oder gasförmig.

Im festen Zustande liegen die Körper-Atome im Allgemeinen näher zusammen, als im flüssigen; ihre gegenseitige Anziehung ist größer, die Aetherhüllen sind dichter und die Atome derselben schwingen in kleineren Distanzen; eine Verschiebung der Theilchen ist dann nur schwierig. Es läßt sich aber denken, daß eine völlige Vereinigung der Körper-Atome nicht stattfinden kann; denn je näher die Atome zusammenrücken, desto stärker stoßen sich die Aetherhüllen gegenseitig ab, bis endlich zwischen Anziehung und Abstoßung wieder Gleichgewicht hergestellt wird.

So wie aber nun die Aetherhüllen eines festen Körpers immer schneller und stärker pulsiren, der Körper also immer wärmer wird, rücken die Körper-Atome immer weiter von einander, ihre Anziehung wird immer geringer, bis endlich jede noch so kleine Kraft eine Verschiebung der Körpertheilchen bewirken kann; in diesem Falle ist der Körper flüssig.

Sobald die Aetherhüllen nicht mehr schwingen, also keine Bewegung im Innern des Körpers mehr vorhanden ist, besitzt er keine Wärme mehr; er ist dann absolut kalt. Wir werden alsbald sehen, bei welchem Thermometergrade dieser sogenannte absolute Nullpunkt der Temperatur liegt.

Andere Ansichten über die Entstehung der Wärme.

Die andere Ansicht geht also dahin, daß man annimmt, die Atome oder Gruppen von Atomen, die sogenannten Moleküle,

befänden sich in einer schwingenden oder vibrirenden Bewegung. Dieser Ansicht hat übrigens auch — wie wir schon oben andeuteten — der berühmte englische Chemiker Sir Humphri Davy gehuldigt. Er sagt darüber in seiner ersten wissenschaftlichen Abhandlung über Wärme, Licht und die Verbindungen des Lichtes Folgendes: „Wärme oder die Kraft, welche die unmittelbare Berührung der Körper-Atome verhindert und die Veranlassung unserer eigenthümlichen Empfindungen von Wärme und Kälte ist, mag demnach als eine besondere, wahrscheinlich schwingende Bewegung der Körper-Atome definirt werden, welche dieselben zu trennen strebt. Sie könnte passend die repulsive Bewegung genannt werden. Da es also eine abstoßende Kraft giebt, so mag man sich die Körper-Atome als von zwei entgegengesetzten Kräften bestimmt denken: von der Kraft, die sie einander nähert (welche wir des bequemern Ausdruckes wegen „Anziehung" nennen wollen), und von der abstoßenden Kraft. Die erstere dieser Kräfte ist die vereinte Wirkung der Anziehung der Cohäsion, vermöge welcher die Atome streben, in Berührung mit einander zu kommen, der Anziehung der Schwerkraft, vermöge welcher sie den Hang haben, sich großen zusammenhängenden Körpermassen zu nähern, und des Druckes, welchen die darüber liegenden Körper durch ihre Schwere auf sie ausüben. — Die zweite der Kräfte ist die Folge eines besondern bewegenden oder schwingenden Anstoßes, der ihnen gegeben ist und sie weiter auseinanderzutreiben strebt, und der durch Reibung oder Stoß erzeugt oder vielmehr gesteigert werden kann. Die Wirkung, welche die Anziehung der Cohäsion als die Hauptursache der Annäherung auf die Körper-Atome ausübt, ist genau der Wirkung gleich, welche die Anziehung der Schwerkraft auf die großen Körpermassen des Universums ausübt, und die abstoßende Kraft gleicht der Flugkraft der Planeten." (Siehe Tyndall's Wärmelehre, S. 120 ff.) Weiter spricht sich Davy in seiner „Chemical Philosophie" dahin aus, daß man

sich von allen Wärmeerscheinungen Rechenschaft geben könne, wenn man annähme, daß in den festen Körpern die Atome sich in einem dauernden Zustande schwingender Bewegung befänden, und daß diese Schwingungen um so schneller und größer seien, je höher die Temperatur des Körpers sei. Bei den flüssigen und luftförmigen Körpern müsse man annehmen, daß die Atome außer der schwingenden Bewegung auch noch eine solche um ihre Achse besäßen und daß beiderlei Bewegungen bei den luftförmigen Körpern am größten seien.*)

Nach Clausius, der sich um die Ausbildung der mechanischen Wärme-Theorie besonders verdient gemacht hat, sind es weniger die Atome als vielmehr die Gruppen von Atomen, die sogenannten Moleküle, welche sich im Zustande der Bewegung befinden. Die Art und Weise, wie die Atome sich zu einem Molekül vereinigen, die Gestalt, die sie demselben ertheilen, bedingt die Eigenschaften des Körpers; und daher kann es kommen, daß selbst einfache Körper oder Elemente bald diese, bald jene Eigenschaften besitzen; hieraus entspringt der sogenannte allotropische Zustand der Körper. Es versteht sich von selbst, daß auch bei chemisch zusammengesetzten Körpern eine solche verschiedene Gruppirung der Atome stattfinden, ja, daß hier sogar die Mannigfaltigkeit der Gruppirung noch größer sein kann.

Während nun bei den festen Körpern vielleicht hauptsächlich eine schwingende Bewegung der Moleküle vorhanden ist, wird man bei den flüssigen auch eine drehende oder wälzende und

*) Es verdient noch hervorgehoben zu werden, daß auch schon der berühmte Baco die Vermuthung aussprach, die Wärme sei eine Art von Bewegung, und daß nach ihm Locke die Wärme folgendermaßen erklärt hat: „Die Wärme ist eine sehr lebhafte Bewegung der unwahrnehmbaren, kleinsten Theile eines Gegenstandes, welche in uns diejenige Empfindung hervorruft, wegen deren wir den Gegenstand als warm bezeichnen. Was in unserer Empfindung als Wärme erscheint, ist also am Gegenstande selbst wie Bewegung.“

eine fortschreitende anzunehmen haben, da sich hier bekanntlich ein Molekül mit der größten Leichtigkeit von seinem Nachbarmolekül trennen und zu andern Molekülen begeben kann.

Die Verdampfung der Flüssigkeiten kann man sich nach dieser Ansicht etwa auf folgende Weise erklären.

Wird einer Flüssigkeit immer mehr Wärme zugeführt, so daß die Schwingungsgeschwindigkeit immer größer, die Cohäsionskraft aber immer geringer wird, so reißen sich endlich die Moleküle los und bewegen sich gleich den Atomen oder Molekülen der luftförmigen Körper in geraden Linien durch die Luft. Es könnte dies etwa durch folgendes Experiment versinnlicht werden. An dem einen Ende einer Spiralfeder denken wir uns ein Gewicht befestigt, während wir das andere Ende in der Hand fest halten und das Gewicht im Kreise herumschwingen. Die Spiralfeder wird sich immer mehr strecken, das Gewicht sich also immermehr von der Hand entfernen, je schneller wir dasselbe im Kreise bewegen. Endlich wird die Centrifugal- oder Fliehkraft des Gewichtes größer als die Zusammenhangskraft der Feder, diese wird zerreißen und das Gewicht wird von dem Augenblicke an in tangentialer Richtung weiter fliegen.

Da bei den verschiedenen Flüssigkeiten die Anziehungskraft der Moleküle nicht gleich ist, so bedürfen die einen mehr, die anderen weniger Wärme zu ihrer Verdampfung, oder mit andern Worten, es erfolgt eine solche Lostrennung der Moleküle bei den einen eher als bei den anderen.

Es ist auch leicht einzusehen, daß die Verdampfung an der Oberfläche einer Flüssigkeit schneller erfolgen kann, als im Innern, weil hier die Moleküle durch den Druck oder die Schwere der darüber liegenden mehr festgehalten werden. Ist nämlich die Fliehkraft eines sich im Innern einer Flüssigkeit losgerissenen Moleküls nicht groß genug, den Anprall an die darüber liegenden zu überwinden, so wird es von diesen genöthigt, seine

frühere schwingende oder drehende Bewegung wieder anzunehmen, die es als Flüssigkeitsmolekül besaß. In diesem Falle pflegen wir zu sagen, die Flüssigkeit singe. Weiter ist auch klar, daß die Luftmoleküle, die bei ihrer Bewegung gegen die Oberfläche der Flüssigkeit anprallen, theilweise die Verdampfung hindern können. Wir sagen theilweise. Denn man nimmt an, daß zwischen den Luftmolekülen größere Zwischenräume vorhanden seien, so, daß es den Flüssigkeitsmolekülen möglich ist, ihre Bewegung zwischen diesen fortzusetzen. Immerhin kann es aber vorkommen, daß ein Luftmolekül mit einem Flüssigkeitsmolekül gerade dann zusammenstößt, wenn dieses im Begriffe steht, sich von der Flüssigkeit zu trennen. Wenn man demnach die Luft über einer Flüssigkeit verdünnt oder dieselbe ganz fortnimmt, so muß die Verdampfung schneller von statten gehen, es müssen sich bei derselben Temperatur mehr Flüssigkeitstheilchen in derselben Zeit trennen können. Dies wird bekanntlich durch die Erfahrung vollkommen bestätigt.

Soll die Verdampfung auch im Innern der Flüssigkeit erfolgen, so muß die Fliehkraft der Moleküle so groß werden, daß letztere im Stande sind, den auf ihnen lastenden Druck überwinden zu können. Dieser Druck besteht nun nicht allein in dem Gewicht der darüber liegenden Flüssigkeitsmasse, sondern auch in dem der Luft, welches auf der Oberfläche der Flüssigkeit lastet. Die Fliehkraft muß hiernach um so größer sein, je tiefer das Molekül unter der Oberfläche der Flüssigkeit liegt. Gelingt es ihm, sich hier loszutrennen, so ist klar, daß seine Fliehkraft gleich dem Drucke der Luft vermehrt um den der darüber liegenden Flüssigkeitsmasse ist; und hieraus erhellet denn, daß z. B. dieselbe Wassermasse in tiefen Gefäßen schwerer zum Sieden gebracht werden kann, als in flachen.

Erwähnen wir noch kurz, wie man sich nach der mechanischen

Wärme-Theorie die Verbrennung denkt. Wir schicken dabei folgende Betrachtungen voraus.

Nehmen wir an, wir ließen aus einer gewissen Höhe ein Gewicht auf eine bleierne oder eiserne Platte fallen, so würde beim Aufschlagen desselben seine lebendige Kraft ganz oder theilweise vernichtet werden, je nachdem die Körper ganz oder zum Theil unelastisch wären. Untersuchen wir aber die Platte, so finden wir, daß sie sich erwärmt hat, und zwar um so stärker, je mehr von der lebendigen Kraft des fallenden Gewichtes vernichtet wurde; es hat sich also in der That die in demselben aufgespeicherte mechanische Arbeit in Wärme umgesetzt, wie dies auch schon in Früherem angeführt wurde.

Aehnlich ist es bei der Verbrennung. Während wir es aber bei dem beschriebenen Versuche mit großen, in die Augen springenden Massen zu thun hatten, handelt es sich hier um höchst kleine Körpertheilchen, die sich selbst den Beobachtungen durch das Mikroskop entziehen. — Erhitzen wir also z. B. reinen Kohlenstoff, so werden die Theilchen desselben nicht bloß in viel schnellere Schwingungen gerathen, es wird sich also nicht bloß ihre lebendige Kraft vermehren, sondern gleichzeitig werden die Moleküle weiter aus einander rücken. In Folge dessen ist es den auf sie stürzenden Sauerstoff-Atomen eher möglich, zwischen die Atome des Kohlenstoffs zu bringen, um von diesen, vermöge der größern Adhäsion, leichter festgehalten zu werden. Es wird aber durch dieses Zusammenstürzen die fortschreitende Bewegung der Sauerstoffmoleküle in die vibrirende oder rotirende der Kohlenstoffmoleküle umgewandelt, d. h. sie wird zur Wärmeerzeugung verwandt. Gleichzeitig bleibt hierbei je ein Kohlenstoff-Atom mit je zwei Sauerstoff-Atomen zu einem Kohlensäure-Atom verbunden, was nun auch eine fortschreitende Bewegung annimmt.

Wärmeleitung und Wärmestrahlung, erklärt nach der mechanischen Wärme-Theorie.

Während wir im Vorhergehenden in kurzen Zügen die verschiedenen Ansichten mitgetheilt haben, nach denen man sich die Wärme entstanden denkt; während wir gleichzeitig einige der bekanntesten Erscheinungen nach der einen dieser Ansichten zu erklären versucht haben, soll es nunmehr unsere Aufgabe sein, auf einige der wichtigsten Wärmeerscheinungen etwas näher einzugehen, insbesondere die leitende und strahlende Wärme einer genaueren Betrachtung zu unterziehen, um daraus zu entnehmen, daß die Erwärmung eines Körpers nicht sowohl in der vermehrten Bewegung der Aetherhüllen als vielmehr in der größeren Schwingungsgeschwindigkeit der Körpermoleküle selbst zu suchen sei. Wenngleich wir auch diese Thatsachen bei unsern Lesern als bekannt voraussetzen dürfen, so wird es doch dem einen oder andern nicht uninteressant sein, hier noch einmal auf dieselben aufmerksam gemacht zu werden. Nicht selten prägen sich Thatsachen, die mit andern in geringerem Zusammenhange stehen, dem Gedächtnisse weit besser ein, als wenn sie uns mit einer Menge anderer, verwandter Erscheinungen vorgeführt werden.

Wir sagen von einem Körper, er erwärme sich durch Leitung, wenn er von einem andern Wärme aufnimmt, mit dem er entweder direct oder durch einen dritten in Verbindung steht.

In diesem Falle übertragen die Moleküle des wärmeren Körpers ihre größere lebendige Kraft zum Theil auf diejenigen des kälteren, bis die Moleküle beider gleiche lebendige Kraft besitzen, also gleich warm sind.

Ein Körper erwärmt sich durch Strahlung, wenn er seine Wärme von einem andern empfängt, ohne daß ein dritter dieselbe übertragen hätte. Stehen wir z. B. in der Nähe eines

warmen Ofens oder setzen wir uns den Sonnenstrahlen aus, so empfinden wir Wärme, selbst wenn die Luft, die uns umgiebt, kalt ist. Es müssen demnach von den Wärmequellen **Wärmestrahlen** ausgehen, gleichwie von den Lichtquellen Lichtstrahlen, die in uns das Gefühl der Wärme hervorrufen.

Die Forschungen der Physiker haben auch dargethan, daß diese Wärmestrahlen denselben Gesetzen unterworfen sind, wie jene, daß sie z. B. ebenso reflectirt und gebrochen werden, wie die Lichtstrahlen; ja, daß auch die Interferenz- und Beugungserscheinungen, die uns besonders über die Natur des Lichtes, Belehrung verschafft haben, bei der strahlenden Wärme wahrgenommen werden.

Nun dürfen wir gegenwärtig mit Sicherheit annehmen, daß sich die Lichtstrahlen in ähnlicher Weise fortpflanzen und in ähnlicher Weise entstehen, wie die **Schallwellen** in der **Luft**, oder die **Wasserwellen** im **Wasser**.

Die leuchtenden Körper besitzen nämlich die Fähigkeit, den durch den ganzen Weltraum und alle Körper verbreiteten Aether in Schwingungen zu setzen; diese pflanzen sich dann bis zu unserem Auge fort, erregen die Netzhaut und erzeugen so das, was wir Sehen nennen. — Sowie aber die höheren Töne durch schnelleres, die tieferen durch langsameres Vibriren der tönenden Körper und der Lufttheilchen entstehen, so werden auch die verschiedenen Farben durch schnellere und langsamere Vibrationen des Aethers hervorgebracht.

Da nun die strahlende Wärme denselben Gesetzen unterworfen ist, wie das Licht, so muß auch **ihre Entstehung und Fortpflanzung in der vibrirenden Bewegung der Aether-Atome zu suchen sein.** Wir werden uns hiervon auch durch folgenden bekannten Versuch aus der Optik überzeugen.

Läßt man Lichtstrahlen durch den Spalt eines Ladens in einem dunkeln Zimmer auf ein vor den Spalt gehaltenes drei-

seitiges Glasprisma fallen, so werden die Strahlen, indem sie durch das Prisma gehen, nicht nur von ihrem geraden Wege abgelenkt oder gebrochen, sondern das weiße Licht wird auch in verschiedene Farben zerlegt, von denen wir besonders sieben unterscheiden, die den Namen Regenbogenfarben erhalten haben, weil wir sie vorzüglich deutlich im Regenbogen wahrnehmen. Sämmtliche Farben zusammen führen den Namen Spectrum und, wenn sie durch Zerlegung des Sonnenlichtes entstanden sind, Sonnenspectrum.

Ohne Prisma entsteht bekanntlich auf der gegenüberliegenden Wand des dunkeln Zimmers ein heller Streifen, von der Form des Spaltes, der in der Geraden liegt, welche man sich vom Spalt bis zur Sonne gezogen denken kann; mit Prisma ist der helle Streifen ungleich breiter, ist nach der Seite der brechenden Kante des Prismas abgelenkt und nicht mehr weiß, sondern lebhaft gefärbt. Die einzelnen Farben sind, wenn wir mit derjenigen beginnen, die der brechenden Kante am nächsten liegt: roth, orange, gelb, grün, blau, indigoblau und violett.

Untersucht man die Stellen der Wand, wo jene Farben erscheinen, mit einem sehr empfindlichen Thermometer, einer sogenannten thermo-elektrischen Säule, die bekanntlich die allergeringsten Temperatur-Differenzen angiebt, so findet man, daß sie eine höhere Temperatur besitzen, als die übrigen Stellen, daß indessen diese Temperatur in der violetten Farbe am kleinsten, in der rothen aber am größten ist. Ja, wenn man die Untersuchung über das Roth hinaus, wo keine Farbe mehr wahrzunehmen ist, fortsetzt, so gelangt man zu der überraschenden Entdeckung, daß hier die Wärmeerregung noch größer ist als im Farbenspectrum und daß diese vermehrte Wärme noch auf einer Strecke jenseits des Roths wahrgenommen wird, die beinahe dieselbe Länge hat, als das Farbenspectrum, daß also das soge-

nannte Wärmespectrum circa die doppelte Länge des Farbenspectrums besitzt.

Hieraus geht denn auch hervor, daß die Wärmestrahlen im Ganzen von geringerer Brechbarkeit sind, als die Lichtstrahlen, da sie eine geringere Ablenkung von ihrem geraden Wege erfahren haben.

Der Merkwürdigkeit wegen führen wir hier noch Folgendes an.

Setzt man die Untersuchung jenseits des Violett's fort, so nimmt man wahr, daß von hier Strahlen ausgehen, die am kräftigsten auf chemische Verbindungen einwirken. In der That sind es diese Strahlen, durch welche wir am schnellsten und besten photographische Bilder erzeugen können, und deßhalb werden sie zusammen chemisches Spectrum genannt.

Die Physiker haben nun berechnet, daß der Aether, um rothes Licht zu erzeugen, nicht weniger als 481 Billionen Schwingungen in der Secunde machen müsse, daß er aber, wenn er violettes Licht erzeugen solle, 764 Billionen Schwingungen in derselben Zeit zu machen habe. Die Wärmestrahlen werden demnach durch solche Aetherschwingungen hervorgebracht, deren Zahl im Ganzen geringer als 481 Billionen ist. Dagegen beläuft sich die Anzahl der Schwingungen für die chemischen Strahlen auf mehr denn 764 Billionen in der Secunde.

Indem nun der vibrirende Aether auf die Körper trifft, setzt er den im Innern derselben vorhandenen Aether oder die Atome der Körper oder endlich beides zugleich in Schwingungen. — Ist der Aether in einem Körper so beschaffen, daß er z. B. die sämmtlichen Schwingungen, welche vom weißen Lichte herrühren, fortzupflanzen vermag, so ist der Körper durchsichtig und farblos; kann er dagegen nur diejenigen Vibrationen weiter verbreiten, die violettes Licht erzeugen, während die andern vernichtet werden, so erscheint er violett gefärbt u. s. f.

Bei einem undurchsichtigen Körper ist der Aether von einer derartigen Beschaffenheit, daß er nicht im Stande ist, die von einer Lichtquelle herkommenden Aetherschwingungen durchzulassen.

Während nun hiernach diejenigen Aetherschwingungen, welche von Lichtquellen erzeugt werden, von denen man annehmen muß, daß sie eine größere Schwingungsgeschwindigkeit, aber eine kleinere Schwingungsweite besitzen, als die Wärmestrahlen, den in den Körpern enthaltenen Aether in Bewegung zu setzen vermögen: sind es die Aetherschwingungen, welche von den Wärmequellen herstammen und die eine kleinere Schwingungsgeschwindigkeit, aber eine größere Schwingungsweite haben, die hauptsächlich bei ihrem Auftreffen auf die Körper den Atomen derselben eine schnellere vibrirende Bewegung ertheilen und dadurch dieselben erwärmen. — Da aber das Wärmespectrum circa die doppelte Länge des Lichtspectrums einnimmt, da es also hiernach Wärmestrahlen von sehr verschiedener Brechbarkeit und Schwingungsgeschwindigkeit giebt, so läßt sich vermuthen, daß die Moleküle eines und desselben Körpers von den verschiedenen Wärmestrahlen verschieden erregt, der Körper also von diesen verschieden erwärmt werden kann, ja, daß gewisse Gattungen von Wärmestrahlen die Moleküle einzelner Körper gar nicht, wohl aber den darin enthaltenen Aether zu erregen vermögen, daß sich also diese Körper durch jene Gattungen von Wärmestrahlen nicht erwärmen können. Diese lassen dann die Wärmestrahlen in ähnlicher Weise durch, wie die durchsichtigen Körper die Lichtstrahlen. Die Wissenschaft hat für diese Vermuthungen eine Menge Belege aufzuweisen.

Läßt man z. B. auf eine Platte von Flußspath, die etwa 2,6 Millimeter Dicke besitzt, die Strahlen verschiedener Wärmequellen (der sogenannten Locatelli'schen Lampe, des glühenden Platins, des bis auf 390° erhitzten Kupfers ꝛc.) auffallen, so

verhalten sich die von diesen Quellen durchgelassenen Wärmemengen wie 78 : 69 : 42.

Die von der Locatelli'schen Lampe ausgehenden Strahlen erregen also mehr den im Flußspath enthaltenen Aether als die Atome oder Moleküle desselben, während die, welche von dem erhitzten Kupfer ausgehen, sich umgekehrt verhalten.

Noch auffallender ist die Durchlassung verschiedener Wärmestrahlen beim Beryll, Kalkspath, Spiegelglas, Bergkrystall u. s. w.

Ferner lassen die verschiedenen Körper von ein und derselben Wärmequelle verschiedene Wärmemengen durch. Das klare Steinsalz pflanzt z. B. 92 Procent derjenigen Strahlen fort, die von der Locatelli'schen Lampe kommen, der Flußspath dagegen nur 78, das Spiegelglas 39, der klare, farblose Alaun 9, und endlich sehr reines Eis nur 6 Procent.

Von allen Körpern sind es vorzüglich das Steinsalz und die atmosphärische Luft, welche die Strahlen der verschiedenen Wärmequellen gleichmäßig durchlassen.

Nach Melloni, einem italienischen Physiker, dem wir die schönsten Entdeckungen über strahlende Wärme verdanken, nennt man diejenigen Körper, welche die Wärmestrahlen durchlassen, diatherman, während man die andern adiatherman nennt.

Wenn ein Körper die auf seine Oberfläche treffenden Wärmestrahlen nicht durch seine Masse fortzupflanzen vermag oder nicht durchläßt, so werden dieselben entweder reflectirt (und zwar nach denselben Gesetzen wie die Lichtstrahlen) oder sie werden vom Körper absorbirt und erwärmen dann denselben. Je größer die Menge der durchgelassenen Wärme ist, desto kleiner ist umgekehrt die der absorbirten. Das Steinsalz z. B. erwärmt sich, wenn es den Sonnenstrahlen oder andern Wärmequellen ausgesetzt wird, nur sehr wenig, da es sehr diatherman ist, dagegen schwarzes Glas, welches nur wenige Strahlen durchläßt, erwärmt sich ungleich stärker.

Es folgt hieraus, daß auch bei der Absorption der Wärme eine bedeutende Verschiedenheit unter den Körpern stattfinden muß und daß ein und derselbe Körper von verschiedenen Wärmequellen nicht gleiche Wärmemengen verschluckt. Während z. B. der Ruß diejenigen Strahlen, die von der Locatelli'schen Lampe auffallen, fast vollständig aufnimmt, absorbirt Tusche nur 0,96 davon, Bleiweiß nur 0,53, Gummilack nur 0,43 und eine Metallfläche gar nur 0,14.

Ferner verhält sich das Absorptionsvermögen des Bleiweißes für die Wärmestrahlen, welche von der Locatelli'schen Lampe oder von glühendem Platin oder von dem bis zu 400° erwärmten Kupfer ausgehen, wie

53 : 56 : 89.

Aehnlich ist es mit den meisten andern Körpern; nur Ruß scheint diejenige Substanz zu sein, die von allen Wärmequellen gleiche Wärmemengen verschluckt. Wie er also in Beziehung zu den Lichtstrahlen ein fast vollkommen dunkler Körper ist, so ist er es auch in Beziehung zu den Wärmestrahlen.

Wenn man nun die Wärmestrahlen untersucht, die ein durch Absorption erwärmter Körper wieder aussendet oder ausstrahlt, so findet man, daß diese ausgestrahlte Wärme von der Natur oder Qualität der absorbirten ganz unabhängig ist. Sehr umfassende Untersuchungen haben dargethan, daß **die Wärmestrahlen, welche ein Körper aussendet, ganz dieselben sind, mag er nun von den Strahlen einer Lampe, von glühendem Platin oder mag er sogar durch Berührung mit einem wärmeren Körper erwärmt worden sein.**

Hieraus scheint also wohl unzweideutig hervorzugehen, daß die Wärmestrahlen, welche von einem Körper verschluckt werden, ihre Natur vollständig verändern. Dies erhellet auch andererseits daraus, daß die absorbirte Wärme sich nur ganz langsam im Innern der Körper fortpflanzt, während die strahlende Wärme

mit derselben Schnelligkeit durchgeht, mit der sie sich überhaupt im Weltraume und in der Luft fortbewegt, eine Schnelligkeit, die wahrscheinlich nicht weit hinter der des Lichtes zurückbleibt.

Wir dürfen hiernach auch wohl kaum annehmen, daß die Erwärmung eines Körpers durch Absorption der Wärmestrahlen darin bestehe, daß der Aether in demselben eine größere Schwingungsgeschwindigkeit erhalte; denn in diesem Falle läßt sich schwer einsehen, weßhalb dann nicht die Wärme, wie bei den diathermanen Körpern, ganz oder theilweise durchgelassen werde, und weßhalb die Verbreitung im Innern derselben so langsam erfolge; vielmehr ist es wahrscheinlicher, daß die Atome oder Moleküle der adiathermanen Körper von den auffallenden Wärmestrahlen stärker erregt oder in schnellere Vibrationen versetzt werden, und daß darin der Grund ihrer Erwärmung zu suchen sei, und dieser Umstand schien uns für unsere Leser nicht ohne Interesse sein zu können.

Dritter Abschnitt.

Innere und äußere Arbeit der Wärme. Erklärungen. Latente und specifische Wärme der Körper.

Worin nun auch die Bewegung im Innern der Körper bestehen mag, ob in einer solchen der Aetherhüllen nach der Redtenbacher'schen Ansicht, oder in einer Bewegung der Moleküle, wie dies Clausius und die meisten andern Physiker annehmen; von welcher Art auch die Bewegungen sein mögen: so viel steht gegenwärtig fest, daß die Wärme in der That eine Art von Bewegung kleinster Theilchen ist. Ist die Masse eines solchen Theilchens $= m$ und seine Geschwindigkeit $= v$, so bezeichnet der Ausdruck $1/_2\, mv^2$ bekanntlich die lebendige Kraft des Theilchens. Nehmen wir an, das ganze Gewicht des Körpers sei $= G$, so repräsentirt die Formel

$$\frac{v^2}{2g} \cdot G$$

die ganze innere lebendige Kraft des Körpers oder die ganze, in demselben aufgespeicherte Wärmemenge.

Die Zuführung von Wärme bewirkt nun in einem Körper im Allgemeinen dreierlei:

1) Der Körper nimmt dadurch eine höhere Temperatur an, seine fühlbare Wärme vermehrt sich;
2) er dehnt sich aus, d. h. sein Volumen wird vergrößert; und
3) bei dieser Vergrößerung überwindet er den auf ihm lastenden Druck, der in der Regel nur im Atmosphärendruck besteht.

Verschiedene Arbeiten, welche die Wärme in den Körpern zu verrichten hat.

Nach dem Vorhergehenden verrichtet nun die zugeführte Wärme in den Körpern eine dreifache Arbeit.

1) Da die Temperatur-Erhöhung eines Körpers in der Vermehrung der lebendigen Kraft seiner kleinsten Theilchen besteht, so hat sie zunächst so viel Arbeit abzugeben, als zu dieser Vermehrung nothwendig ist.
2) Da sich aber die kleinsten Theilchen (Moleküle oder Dynamiden) gegenseitig anziehen, also mit einer gewissen Kraft ihre mittlern Stellungen behaupten, so ist ein entsprechender Aufwand von Arbeit erforderlich, um sie aus diesen Positionen zu verdrängen oder, was dasselbe ist, um ihre Schwerpunkte gegenseitig zu verrücken.
3) Weil aber auch die Körper mit Luft umgeben sind, und weil diese Luft einen Druck auf ihre Oberfläche ausübt, so ist auch dieser zu überwinden oder durch einen gewissen Weg fortzuschieben, wozu ebenfalls mechanische Arbeit in Anspruch genommen wird.

Diejenige Arbeit nun, welche zur Vermehrung der Geschwindigkeit der Moleküle dient, die also deren lebendige Kraft oder die fühlbare Wärme des Körpers vergrößert, wird wohl

Schwingungsarbeit genannt, während Clausius die Arbeit, welche zur Verschiebung der Mittellagen der Theilchen und zur Ueberwindung des äußern Druckes erforderlich ist, mit dem Worte Disgregationsarbeit bezeichnet.

Aeußere und innere Arbeit.

Da bei der Anwendung der mechanischen Wärme-Theorie auf die Technik vorzüglich diejenige Arbeit von Wichtigkeit ist, die zur Ueberwindung des äußern Druckes gehört, so wollen wir hier, nach dem Vorgange von Zeuner, diejenige Arbeit, welche zur Vermehrung der Schwingungsgeschwindigkeit und zur Verrückung der Moleküle verbraucht werden muß, innere Arbeit, die andere aber, die den auf dem Körper lastenden Druck überwindet, äußere Arbeit nennen.

Indem wir also von dem Erfahrungssatze ausgehen: „Wärme und mechanische Arbeit sind äquivalent“, dürfen wir auch folgenden für die mechanische Wärme-Theorie höchst wichtigen Grundsatz aufstellen:

„Die Wärmemenge (ausgedrückt in Wärmeeinheiten oder Calorien), welche man einem Körper zuführt, ist der Summe der gleichzeitig stattfindenden innern und äußern Arbeit des Körpers direct proportional.“

Specifisches Volumen, specifischer Druck.

In der mechanischen Wärme-Theorie unterwerfen wir in der Regel die Gewichtseinheit eines Körpers der Untersuchung und wählen dazu das Kilogramm*). — Das Volumen oder der Rauminhalt eines Körpers, der dieser Gewichtseinheit entspricht, wird specifisches Volumen genannt und erhält zur Bezeich-

*) Das preußische Pfund ist = 1/2 Kilogramm.

nung den Buchstaben v. Mit V wird wohl das Volumen eines Körpers bezeichnet, der mehr wiegt als 1 Kilogramm. Den Druck auf das Quadratmeter Oberfläche eines Körpers werden wir specifischen Druck nennen und zu dessen Bezeichnung den Buchstaben p wählen. Wir setzen hierbei voraus, daß der Druck auf jede Flächeneinheit des Körpers gleich groß sei; auch nehmen wir bei den folgenden Untersuchungen an, daß der Druck im Innern der Körper in jedem Augenblicke dem äußern gleich oder um ein unendlich Kleines davon verschieden, nämlich größer oder kleiner sei. Sollten wir von dieser Annahme abweichen, so wird dies besonders hervorgehoben werden.

Die Fundamentalgleichungen der mechanischen Wärme-Theorie.

Führen wir nun der Gewichtseinheit eines Körpers 1 Wärmeeinheit (also so viel Wärme, als zur Erhöhung der Temperatur von 1 Kilogramm Wasser von 0° auf 1° nothwendig ist*) zu, so vermehren wir die Gesammt-Arbeit im Innern desselben um 424 Meterkilogramm, d. h. die Vermehrung seiner innern und äußern Arbeit ist gleichwerthig mit einer Arbeit von 424 Meterkilogrammen. Werden aber dem Körper Q Wärmeeinheiten zugeführt, so repräsentirt die Gesammtarbeit, welche derselbe aufgenommen hat, den Werth $424 \cdot Q$. Bezeichnen wir diese mit E, so haben wir folgende Gleichung:

$$E = 424 \cdot Q$$

und umgekehrt:

$$Q = \frac{1}{424} \cdot E.$$

*) Wir werden nämlich später hören, daß die Wärmemenge, welche die Temperatur des Wassers um 1° vermehrt, nicht unter allen Umständen dieselbe ist.

Den Bruch $\frac{1}{424}$ oder diejenige Wärmemenge, welche der Arbeitseinheit äquivalent ist, wird in der Regel mit A bezeichnet, so daß man hat:

$$Q = A \cdot E.$$

Ist nun W derjenige Theil von E, welcher zur Vermehrung der Schwingungsarbeit dient; J derjenige, der zur Verschiebung der Mittellagen der kleinsten Theilchen verwandt wird, und repräsentirt endlich L die Arbeit, welche den äußern Druck überwindet, so hat man auch: $E = W + J + L$, also:

$$Q = A\ (W + J + L) \ldots\ldots \text{I.}$$

Da wir die beiden Arbeiten W und J zusammen als innere Arbeit bezeichnet haben, so können wir auch, wenn wir jene Summe $W + J$ durch U darstellen, schreiben:

$$Q = A\ (U + L) \ldots\ldots \text{II.}$$

Aenderung der Vorzeichen bei den Summanden in Gleichung I.

Es kann nun in Gleichung I der eine oder andere Summand in der Klammer 0 oder negativ sein; in diesem Falle müssen dann, bei derselben zugeführten Wärmemenge Q, die andern Summanden um so größer werden. Wir wollen dies durch einige Beispiele erläutern.

Es ist schon hervorgehoben worden, daß man, um Eis von 0° in Wasser von 0° zu verwandeln, nicht weniger als circa 80 Wärmeeinheiten nothwendig habe. Wenn wir also jenem Eise Wärme zuführen, so vermehren wir dadurch seine Schwingungsarbeit weiter nicht, sondern die zugeführte Wärme dient nur dazu, den Molekülen außer der vibrirenden oder schwingenden Bewegung noch eine drehende, rotirende oder wälzende mitzutheilen; es ist also in diesem Falle der Summand W in I gleich 0. — Ebenso verhält es sich mit allen andern Körpern.

Man pflegt diese Wärme bekanntlich die verborgene oder latente Schmelzwärme zu nennen, weil sie durch das Gefühl oder das Thermometer nicht wahrzunehmen ist.

Nach den neuesten Untersuchungen von Regnault und Person sind Folgendes die latenten Schmelzwärmen einiger Körper:

Wasser	79,25	Blei	5,369
Phosphor	5,034	Wismuth	12,640
Schwefel	9,368	Zink	28,13
Zinn	14,252	Quecksilber	2,83

Auch beim Uebergange aus dem flüssigen in den luftförmigen Zustand wird Wärme gebunden, und zwar ist die Quantität dieser Wärme meistens größer, als die der Schmelzwärme.

So beträgt z. B. nach Brix die latente Wärme des Wasserdampfes 550, d. h., um 1 Kilogramm Wasser von 100° in 1 Kilogramm Dampf von derselben Temperatur zu verwandeln, bedürfen wir 550 Wärmeeinheiten, also ebensoviel, als nöthig sind, um 550 Kilogramm Wasser in seiner Temperatur um 1° zu erhöhen. Es ist hiernach ein großer Arbeitsaufwand nothwendig, um den Molekülen der Körper außer der schwingenden und rotirenden Bewegung auch noch eine fortschreitende mitzutheilen, wie wir sie bei den Gasen annehmen.

Für Alkohol, Schwefeläther und Terpentinöl fand Brix die latente Dampfwärme der Reihe nach = 210; 89,96 und 74,04.

Erwärmen wir Wasser von 0° auf 4°, so dehnt es sich nicht aus, wie dies im Allgemeinen bei der Erwärmung geschieht, sondern zieht sich zusammen, es rücken also die Moleküle näher an einander. Da diese Erscheinung unter den gewöhnlichen Umständen, d. h. wenn die Oberfläche des Wassers dem Drucke der atmosphärischen Luft ausgesetzt ist, stattfindet, so wird dieser Druck nicht nach außen, sondern nach innen, also in entgegen-

gesetzter Richtung, fortbewegt. Es ist also die äußere Arbeit, die die zugeführte Wärme verrichtet, negativ. In der That muß hier der äußere Druck der zugeführten Wärme zu Gute kommen, oder, ohne diesen Druck müßten wir mehr Wärme nothwendig haben, um die Temperatur des Wassers allmälig bis auf 4° zu bringen. Wenn wir also den Druck vermehren, so muß umgekehrt die zugeführte Wärme geringer sein.

Eine größere Zusammenziehung als das Wasser erfährt, wenn es von 0° bis zu 4° erwärmt wird, erleidet das Eis beim Schmelzen, wenn man es in Wasser von 0° überführt. Ermann beobachtete, daß das Volumen des Wassers von 0° nur 9/10 von dem des Eises bei derselben Temperatur beträgt. Hier hat also die äußere Arbeit noch einen größern negativen Werth, es muß demnach auch durch vermehrten äußern Druck die latente Schmelzwärme des Eises verringert oder der Schmelzpunkt desselben erniedrigt werden können. Schon Mayer hat diese Ansicht in seinen Aufsätzen über die mechanische Wärme-Theorie ausgesprochen und Mousson's Versuche haben dieselbe vollkommen bestätigt. Dieser Physiker zeigte durch ein sehr künstliches Experiment, daß unter einem Drucke von circa 13000 Atmosphären der Schmelzpunkt des Eises um 18° erniedrigt werden kann, daß also unter diesen Umständen das Eis nicht erst bei 0°, sondern schon bei — 18° flüssig wird.

Auch Gußeisen und Wismuth ziehen sich, wenn sie aus dem festen in den flüssigen Zustand übergehen, zusammen. Das auffallendste Beispiel indessen, wie ein Körper beim Erwärmen sein Volumen verringert, zeigt nach William Thomson der vulcanisirte Kautschuk. Wenn man eine Röhre von diesem Material an einem Ende befestigt und an das andere Ende ein Gewicht von 10 und mehr Pfund hängt, so wird letzteres bei der Erwärmung schnell gehoben. Hier sieht man also recht deutlich, wie die verrichtete äußere Arbeit negativ ist.

Vermehrter Druck kann auch den Schmelzpunkt erhöhen.

Wenn sich ein Körper unter den gewöhnlichen Umständen bei Zuführung von Wärme ausdehnt, so muß diese Ausdehnung, wenn er einem stärkern Drucke, als dem der Atmosphäre ausgesetzt wird, kleiner werden, vorausgesetzt, daß die zugeführte Wärme dieselbe sei. Und umgekehrt, soll die Ausdehnung dieselbe sein, so hat man die zugeführte Wärme zu vermehren. Wenn daher ein Körper, der beim Uebergange aus dem festen in den flüssigen Zustand, also beim Schmelzen, der allgemeinen Regel folgt, sich also ausdehnt, so muß seine Schmelztemperatur steigen, wenn er einem größern Drucke ausgesetzt wird. Denn in diesem Falle wird die äußere Arbeit (L), die bei der Ausdehnung zu verrichten ist, größer, mithin muß die zugeführte Wärmemenge (Q) auch um so größer werden. Auch diese theoretischen Betrachtungen sind durch vielfache Versuche bestätigt worden. So erhielt z. B. Hopkins für die Schmelztemperatur verschiedener Substanzen unter veränderlichem Drucke folgende Werthe:

Druck	Schmelztemperatur			
in Atmosph.	Walrath,	Wachs,	Schwefel,	Stearin
1	51° C.	64,5° C.	107,0° C.	72,5° C.
519	60° „	74,5° „	135,2° „	73,6° „
792	80,2°„	80,2° „	140,5° „	79,2° „

Wärmemengen, welche Gasen für gleiche Temperatur-Erhöhungen unter verschiedenen Verhältnissen zuzuführen sind.

Bei den Gasen, deren Moleküle sich nicht mehr anziehen, bedürfen wir also auch keiner Arbeit, um die Mittellagen derselben zu verschieben; führen wir demnach einem Gase Wärme zu, so vermehrt diese seine Schwingungsarbeit und verrichtet unter

Umständen auch äußere Arbeit. Es ist uns aber hier sehr leicht möglich, auch die äußere Arbeit aufzuheben, und in diesem Falle muß dann eine geringere Quantität Wärme erforderlich sein, um das Gas auf einen gewissen Grad zu erwärmen, als wenn dasselbe bei seiner Ausdehnung äußere Arbeit verrichten könnte. Es wird uns dies durch folgendes Experiment recht anschaulich werden.

Unter dem luftdicht schließenden Kolben E F, (Fig. 2) des Cylinders A B C D befinde sich gewöhnliche Luft. Wird dieselbe erwärmt, so dehnt sie sich aus und hebt den Kolben in die Höhe. Die zugeführte Wärme dient also hier zur Vermehrung der Schwingungs- und der äußern Arbeit. — **Befestigen** wir aber den Kolben, so wird die Ausdehnung unmöglich, die äußere Arbeit ist also $= 0$, und in diesem Falle bedürfen wir ungleich weniger Wärme, um die Luft um eine gewisse Zahl von Graden zu erwärmen, als vorhin. —



Fig. 2.

Wir sind nun auch leicht im Stande, die äußere Arbeit negativ zu machen. Zu dem Ende denken wir uns auf E F, indem wir der Luft Wärme zuführen, allmälig so viel Gewichte gestellt, daß trotz der Wärmezuführung der Kolben sinkt, also eine Zusammendrückung der Luft erfolgt. Diese, von den sinkenden Gewichten verrichtete Arbeit, repräsentirt eine gewisse Wärmemenge, und um diese kann die Quantität der zugeführten Wärme geringer sein, als vorhin, damit die Luft auf einen bestimmten Grad erwärmt werde.

Umänderung der Hauptgleichungen bei Entziehung von Wärme.

Entziehen wir einem Körper Wärme, so treten natürlich die entgegengesetzten Erscheinungen ein; es vermindert sich also im Allgemeinen die Schwingungsarbeit, es tritt also eine Ab-

nahme der Temperatur ein; ferner rücken die Schwerpunkte der Moleküle näher zusammen und endlich wird die verrichtete äußere Arbeit negativ. Die Gleichung I erhält demnach die Gestalt:

$$-Q = A\ (-W - J - L).$$

Sowie aber nun in Gleichung I verschiedene Glieder in der Klammer 0 oder negativ sein konnten, so kann hier der eine oder andere Summand 0 oder positiv sein.

Ein Beispiel hierfür haben wir am Wasser. Wird dies von 4° bis 0° erkaltet, so zieht es sich nicht zusammen, sondern dehnt sich aus, es verrichtet also in der That eine äußere Arbeit, indem es den Atmosphären-Druck nach außen schiebt; demnach ist hier L positiv. Noch größer wird diese äußere Arbeit, wenn wir dem auf 0° erkalteten Wasser seine latente Schmelzwärme entziehen und dasselbe in Eis von 0° verwandeln. In diesem Falle bleibt dann die Schwingungsarbeit oder die fühlbare Wärme dieselbe, es ist also $W = 0$. Da aber hier $W = 0$ und L sogar positiv ist, so muß J einen um so größern negativen Werth haben, d. h. es müssen sich die Moleküle um so stärker anziehen. Wir können uns dies nur erklären, indem wir annehmen, daß sich dieselben in einer bestimmten, gesetzmäßigen Weise anordnen, indem das Eis also ein krystallinisches Gefüge erhält.

Da beim Erstarren der meisten andern Körper eine Zusammenziehung stattfindet, so ist hier die verrichtete äußere Arbeit negativ, wenn ihnen ihre latente Schmelzwärme entzogen wird, also die Abnahme ihrer Schwingungsarbeit $= 0$ ist. Für diese Körper muß bei derselben Wärmeentziehung die Anziehungskraft der Moleküle verhältnißmäßig weniger zunehmen, als beim Wasser.

Auch wenn ein Dampf seine latente Verdampfungswärme verliert und wieder zu der Flüssigkeit wird, aus der er entstanden ist, ist die Abnahme seiner Schwingungsarbeit oder die

seiner fühlbaren Wärme = 0; wir sagen in diesem Falle bekanntlich, der Dampf sei **condensirt** worden. Da nun durchschnittlich die Dämpfe einen ungleich größeren Raum einnehmen, als die Flüssigkeiten, aus der sie gebildet wurden, so muß bei ihrer Condensation die äußere Arbeit L einen sehr großen negativen Werth erhalten.

Diese Arbeit suchte **Papin** praktisch zu verwerthen. Er brachte in einen kleinen Cylinder A B C D (Fig. 3) Wasser und ließ dasselbe über einem Feuer so lange kochen, bis alle Luft aus dem Gefäße verdrängt war. Sodann setzte er den luftdicht schließenden Kolben H H auf, stellte das Gefäß in kaltes Wasser und condensirte den Dampf.

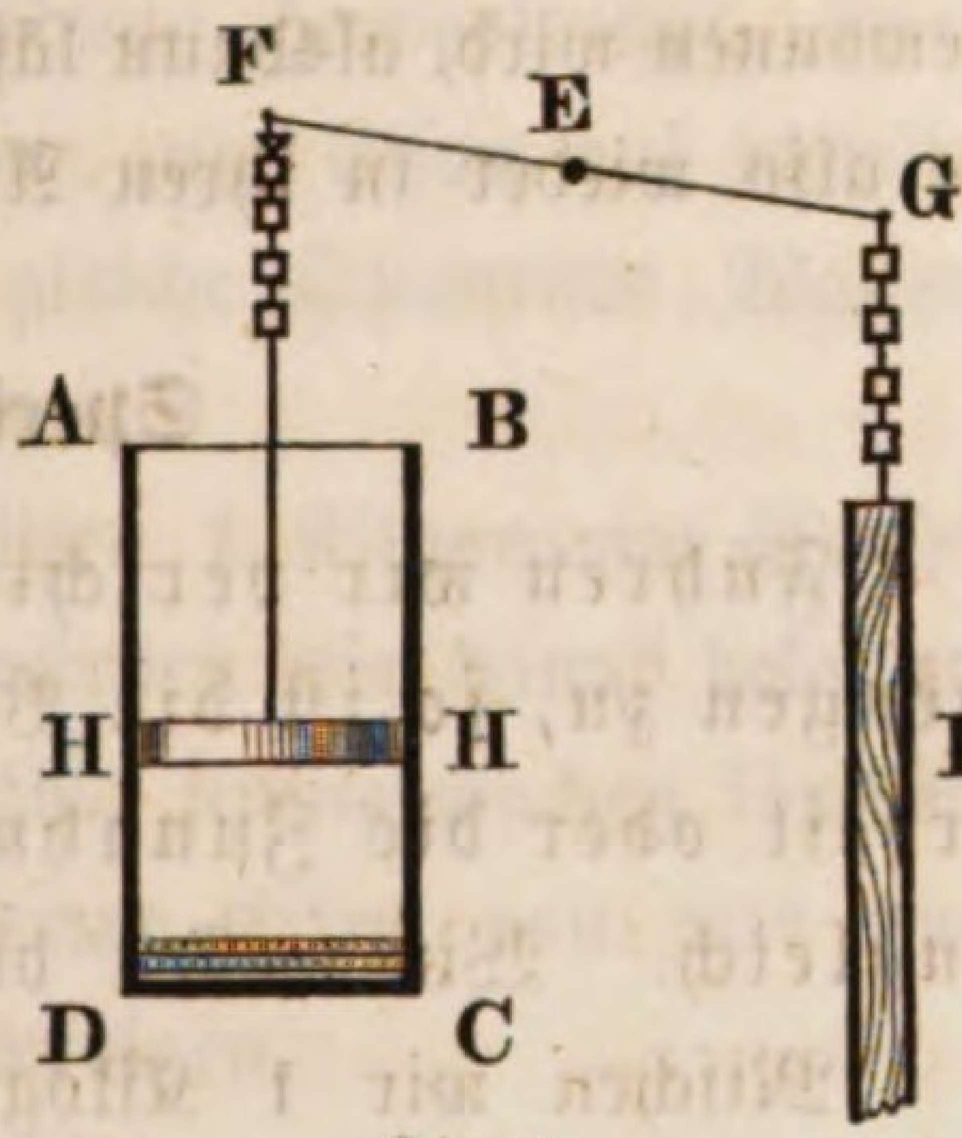


Fig. 3.

Nunmehr drückte die atmosphärische Luft den Kolben nach unten, wobei ein Gestänge I vermittelst des Hebels (Balanciers) F G gehoben wurde. War der Kolben unten angekommen, so wurde das Wasser wieder bis zum Sieden erhitzt, die Spannkraft des Dampfes hielt dem Druck der Luft das Gleichgewicht und das Gestänge I, welches ungleich schwerer war als der Kolben, hob den letztern in die Höhe. Nachdem H H seinen Hub vollendet hatte, ließ er den Dampf wieder niederschlagen; u. s. f.

Bekanntlich hat **Newkomen** in England diese Idee zuerst praktisch verwerthet durch Erbauung der **atmosphärischen Maschine**, die **Watt** erst später in eine wirkliche **Dampfmaschine** verwandelte.

Diesen Proceß, nach welchem ein Körper, wie hier das Wasser, aus einem Zustande in einen andern und aus diesem wieder in den erstern übergeführt wird, nennt man in der mechanischen Wärme-Theorie, um dies schon jetzt zu bemerken, einen **Kreisproceß**.

Auch bei den calorischen Maschinen wird ein derartiger Kreisproceß ausgeführt; hier ist es aber nicht das Wasser, sondern die Luft, die allmälig in verschiedene Zustände übergeführt wird. Zuerst wird nämlich ein eingeschlossenes Luftvolumen comprimirt, darauf durch Erwärmung expandirt, wobei äußere Arbeit gewonnen wird, alsdann läßt man die Luft wieder erkalten, führt sie also wieder in ihren Anfangszustand zurück, u. s. f.

Specifische Wärme.

Führen wir verschiedenen Körpern gleiche Wärmemengen zu, so ist die Vermehrung ihrer Schwingungsarbeit oder die Zunahme ihrer fühlbaren Wärme sehr ungleich. Wir wollen dies durch ein Experiment erläutern.

Mischen wir 1 Kilogramm Wasser von 10° mit einem solchen von 30°, so beträgt die Temperatur der Mischung $\frac{1 \cdot 10 + 1 \cdot 30}{2} = 20^{0}$. Denn da in dem einen Kilogramm Wasser 1×10 und in dem andern 1×30, also in beiden Kilogrammen zusammen $10 + 30 = 40$ Wärmeeinheiten enthalten sind, so kommen auf jedes $\frac{40}{2} = 20^{0}$.

Mischen wir nun 1 Kilogramm Wasser von 10° mit 1 Kilogramm Eisen von 30°, so wird nach dem Versuche die Temperatur der Mischung 12° sein. Hier hat also das Eisen $30 - 12 = 18^{0}$ abgegeben, eine Wärme, die dem kälteren Wasser mitgetheilt worden ist; aber diese 18° waren nicht im Stande, das eine Kilogramm Wasser auch um 18° zu erwärmen, sondern nur um 2°.

Mischen wir umgekehrt 1 Kilogramm Wasser von 30° mit 1 Kilogramm Eisen von 10°, so erhält die Mischung eine Temperatur von 28°.

Die 2° Wärme oder die 2 Wärmeeinheiten, die hier das

Wasser verloren hat, haben hingereicht, die Temperatur des Eisens um 18° zu erhöhen; eine Wärmeeinheit würde demnach im Stande gewesen sein, die Temperatur von 1 Kilogramm Eisen um 9° zu vergrößern.

Wir sehen hieraus, daß dieselbe Wärmemenge, welche im Wasser eine gewisse Temperatur-Erhöhung hervorbringt, beim Eisen sogar die 9fache bewirkt. Oder, um Eisen auf dieselbe Temperatur zu bringen, wie eine gleiche Quantität Wasser, bedürfen wir nur $^1/_9$ der Wärmemenge.

Denken wir uns ferner, wir hätten 1 Kilogramm Wasser von circa 80° (genauer 79,25), so würden wir damit bekanntlich 1 Kilogramm Eis von 0° vollständig flüssig machen können; dagegen würden wir mit 1 Kilogramm Eisen von 80° nur $^1/_9$ Pfd. Eis von 0° zu schmelzen vermögen.

Und ließen wir gleiche Quantitäten von Wasser und Eisen bei denselben Temperaturen in der Luft abkühlen, so würden wir finden, daß die Temperatur des Eisens in dem neunten Theile der Zeit um eben so viel sinkt, als die des Wassers. Da nun die Luft von beiden Körpern in gleichen Zeiten gleiche Wärmemengen ableitet, so muß nothwendig das Wasser 9mal mehr Wärme bei derselben Temperatur besitzen, als das Eisen.

Vielfache Versuche haben nun bewiesen, daß es überhaupt selten zwei Körper in der Natur giebt, von denen gleiche Gewichte, durch gleiche Wärmemengen um gleich viel Grade erwärmt werden.

Man pflegt diejenige Wärmemenge, welche nothwendig ist, um 1 Kilogramm eines Körpers um 1° zu erwärmen, ausgedrückt in Wärmeeinheiten, die specifische Wärme oder Wärmecapacität des Körpers zu nennen. Sie wird auch wohl aus Gründen, die weiter unten angeführt werden sollen, die Gewichtscapacität des Körpers genannt.

Folgende Tabelle enthält die specifische Wärme verschie-

dener Körper nach den genauen und sorgfältigen Untersuchungen Regnault's.

Antimon	0,0508	Nickel	0,1110
Blei	0,0314	Phosphor	0,1887
Kobalt	0,1070	Platin	0,0324
Eisen	0,1138	Quecksilber	0,0333
Gold	0,0324	Schwefel	0,2026
Kalium	0,1696	Silber	0,0570
Kohlenstoff	0,2414	Wismuth	0,0308
Kupfer	0,0952	Wolfram	0,0334
Mangan	0,1217	Zink	0,0956
Natrium	0,2934	Zinn	0,0562

Raumcapacität.

Man kann nun auch leicht berechnen, welche Wärmemengen erforderlich wären, um gleiche Raumtheile oder Voluminas der Körper um 1° zu erwärmen.

1 Kilogramm Wasser nimmt einen Raum von 1 Kubikdecimeter ein, denn 1 Kubikmeter Wasser wiegt 1000 Kilogramm. Nun ist z. B. die Dichtigkeit des chemisch reinen Eisens 7,8439mal so groß, als die des Wassers, daher wiegt 1 Kubikdecimeter Eisen $1 \times 7,8439 = 7,8439$ Kilogramm.

Da nun 1 Kilogramm Eisen 0,1138 Wärmeeinheiten erfordert, um in seiner Temperatur um 1° erhöht zu werden, so erfordern 7,8439 Kilogramm: $7,8439 \times 0,1138 = 0,8926$ Wärmeeinheiten. Diese Wärmemenge wird auch wohl die Raumcapacität des Eisens genannt. Ueberhaupt versteht man hiernach unter der Raumcapacität der Körper diejenige Wärmemenge, welche nothwendig ist, um gleiche Voluminas von ihnen, um 1° zu erwärmen.

Man erhält dieselbe, zufolge des oben angeführten Beispiels, wenn man das specifische Gewicht des Körpers

mit seiner Gewichtscapacität oder mit seiner specifischen Wärme multiplicirt.

Die Disgregationsarbeit ist im Vergleich mit der Schwingungsarbeit bei festen und flüssigen Körpern verschwindend klein.

Wir haben schon mehrfach hervorgehoben, daß man unter der Wärmeeinheit diejenige Wärme zu verstehen habe, welche nothwendig sei, um 1 Kilogramm Wasser in seiner Temperatur um 1° zu erhöhen. Wird aber nun z. B. einem Kilogramm Wasser so viel Wärme zugeführt, daß seine Temperatur um 1° steigt, so haben wir nicht nur, nach den Grundsätzen der mechanischen Wärme-Theorie, seine Schwingungsarbeit oder seine fühlbare Wärme, sondern auch seine Disgregationsarbeit (Seite 35) vermehrt. Die zugeführte Wärme muß also in der That größer sein, als wenn wir allein die fühlbare Wärme des Wassers vergrößert hätten. Auf diesen Umstand hat man sowohl bei Festsetzung des Begriffes über die Wärmeeinheit als bei Bestimmung der specifischen Wärme keine Rücksicht genommen, und zwar deßhalb nicht, weil zur Zeit, wo jene Begriffe festgestellt wurden, die Grundzüge der mechanischen Wärme-Theorie noch nicht bekannt waren. Wäre jene Disgregationsarbeit bei diesen Bestimmungen bedeutend gewesen und noch dazu, bei dem einen Körper ungleich größer, als beim andern, so würden dieselben wenig oder gar keinen Werth besitzen. Glücklicherweise ist dies nun nicht der Fall. So hat z. B. Regnault, dessen Versuche wohl die zuverlässigsten sind, seine Beobachtungen so angestellt, daß die Körper bei ihrer Erwärmung nur den äußern Atmosphären-Druck zu überwinden hatten. Nun ist aber die hierzu verwendete Arbeit, sowie diejenige, welche zur Verschiebung der Moleküle oder Atome dient, im Ganzen gering, wenn man sie mit der aufgewandten Schwingungsarbeit vergleicht.

Nehmen wir z. B. an, in einem cylindrischen Gefäße mit vollkommen starren Wänden von 1 □ Decimeter Querschnitt sei 1 Kilogramm Wasser von 4°, also im Zustande seiner größten Dichtigkeit enthalten, so steht dasselbe in dem Gefäße genau 1 Decimeter hoch. Wird dieses Wasser um 1° erwärmt, so dehnt es sich nach Kopp's sorgfältigen Versuchen um 0,000006 seines Volumens bei 4° aus; das Wasser steigt also in jenem Gefäße um 0,000006 Decimeter, und durch diese Strecke ist denn auch der Luftdruck, der pro Quadratdecimeter 103,34 Kilogramm beträgt, überwunden, es ist somit eine mechanische Arbeit von 103,34 × 0,000006 = 0,00062004 Kilogrammmeter geleistet worden. Da aber zur Erwärmung von 1° eine mechanische Arbeit von 424 Meterkilogramm erforderlich ist, so ist also jene äußere Arbeit im Vergleich zu dieser verschwindend klein. — Aber auch die Verschiebung der Mittellagen der Moleküle erfordert bei einer Erwärmung für 1° nur eine äußerst kleine Arbeit. Es wird nämlich nach Grassi's Versuchen das Wasser durch Vermehrung eines Druckes von 1 Atmosphäre nur um 0,00005 (man nennt diese Zahl den Compressionscoefficienten des Wassers) seines Raumes zusammengedrückt, wenn diese Zusammendrückung zwischen 4° und 5° erfolgt. Vermindern wir also den auf unserm Gefäße lastenden Luftdruck um 1 Atmosphäre, so steigt das Wasser in demselben um 0,00005 Decimeter. Dies würde denn einer Arbeit von 0,00005 × 103,34 = 0,0051670 Meterkilogramm entsprechen. Also sehen wir, daß auch zur Verschiebung der Mittellagen der Moleküle selbst für eine Ausdehnung oder Zusammendrückung von 0,00005 des Volumens eine sehr geringe Arbeit erforderlich ist. Demnach darf man also überhaupt die ganze Disgregationsarbeit bei nur geringen Erwärmungen und bei festen und flüssigen Körpern als nicht vorhanden betrachten.

Da für höhere Temperaturen der Ausdehnungscoefficient

der Körper wächst, d. h. da für diese Temperaturen die Volumenvermehrung, die der Körper bei etwa 1° Temperatur-Erhöhung erfährt, größer ist als für niedrigere Temperaturen, so muß die Disgregationsarbeit unter diesen Umständen bei derselben zugeführten Wärmemenge größer, die Schwingungsarbeit also verhältnißmäßig kleiner werden. Soll also die letztere eben so stark wachsen wie bei niedrigen Temperaturen, soll also z. B. der Körper bei höheren Temperaturen etwa um 1° erwärmt werden, so muß die zugeführte Wärme verhältnißmäßig größer sein. Und hierin wird man wohl den Grund zu suchen haben, weßhalb die specifische Wärme mit der Temperatur wächst (?)

Es ist ferner Thatsache, daß sich die von Natur aus flüssigen Körper bei gleicher Erwärmung stärker ausdehnen als die festen; es ist deßhalb auch sehr wahrscheinlich, daß ein und derselbe Körper im flüssigen Zustande einen größern Ausdehnungscoefficienten besitzt, als im festen: und dieser Umstand macht es denn wahrscheinlich, daß auch die specifische Wärme der Körper im flüssigen Zustande größer sei, als im festen. Für mehrere Körper ist dies schon durch sorgfältige Beobachtungen bestätigt worden.

Specifische Wärme bei constantem Volumen und constantem Drucke.

Wenn man sich denkt, man schlösse einen Körper durch starre und feste Wände so ein, daß er sich durch Zuführung von Wärme nicht ausdehnen könnte, so würde alle zugeführte Wärme nur zur Vermehrung der Schwingungsarbeit verwandt; Disgregationsarbeit würde natürlich nicht geleistet werden. Bei derselben zugeführten Wärmemenge müßte sich demnach dieser Körper stärker erwärmen, als wenn er sich frei ausdehnen könnte. Umgekehrt würde eine geringere Wärmemenge erforderlich sein, um

seine fühlbare Wärme ebenso stark zu vermehren, als dies bei freier Ausdehnung der Fall wäre.

Die Wärme nun, welche nothwendig ist, um einen Körper von 1 Kilogramm Gewicht in seiner Temperatur um 1° zu erhöhen, wenn er an seiner Ausdehnung verhindert wird, heißt die **specifische Wärme bei constantem Volumen.**

Zum Unterschiede hiervon nennt man die andere specifische Wärme, die bei der Ausdehnung unter dem constanten Drucke der Atmosphäre bestimmt wird, **specifische Wärme bei constantem Drucke.**

Vierter Abschnitt.

Ausdehnung der Gase. Specifische Wärme derselben. Berechnung des mechanischen Wärme-Aequivalents.

Ausdehnung der Gase bei Zuführung von Wärme.

Im vorigen Abschnitte haben wir gehört, daß die sogenannte Disgregationsarbeit und noch mehr, ein Theil derselben, die äußere Arbeit der Wärme bei festen und flüssigen Körpern sehr gering, ja, in Beziehung zur Schwingungsarbeit verschwindend klein sei. — Ganz anders ist es bei den luftförmigen Körpern. Da bei ihnen zwischen den einzelnen Molekülen keine Anziehung mehr stattfindet — wenigstens darf man annehmen, daß dieselbe außerordentlich gering sei —, so ist hier auch keine Arbeit zur Ueberwindung der Molekülarkräfte erforderlich; alle, einem Gase zugeführte Wärme dient also nur zur Vermehrung seiner Schwingungsarbeit, zu seiner Temperatur-Erhöhung und zur Vermehrung seiner äußern Arbeit. Diese letztere ist aber nun bei den Gasen aus dem Grunde ungleich bedeutender als bei festen und flüssigen Kör-

pern, weil sie sich für dieselbe Temperatur-Erhöhung ungleich stärker ausdehnen.

Es soll nun unsere Aufgabe sein, das Nöthige über die Größe dieser Ausdehnung, sowie über andere Eigenschaften der Gase mitzutheilen.

Wir denken uns, unter dem Kolben E F (Fig. 4) des Cylinders A B C D befinde sich 1 Kubikmeter Luft von 0° Temperatur und gewöhnlicher Spannung, wie sie bekanntlich einem Luftdruck von 760mm Quecksilbersäule entspricht. Diese Luftmasse wiegt alsdann nach den sorgfältigen Beobachtungen Regnault's

1,29318 Kilogramm.

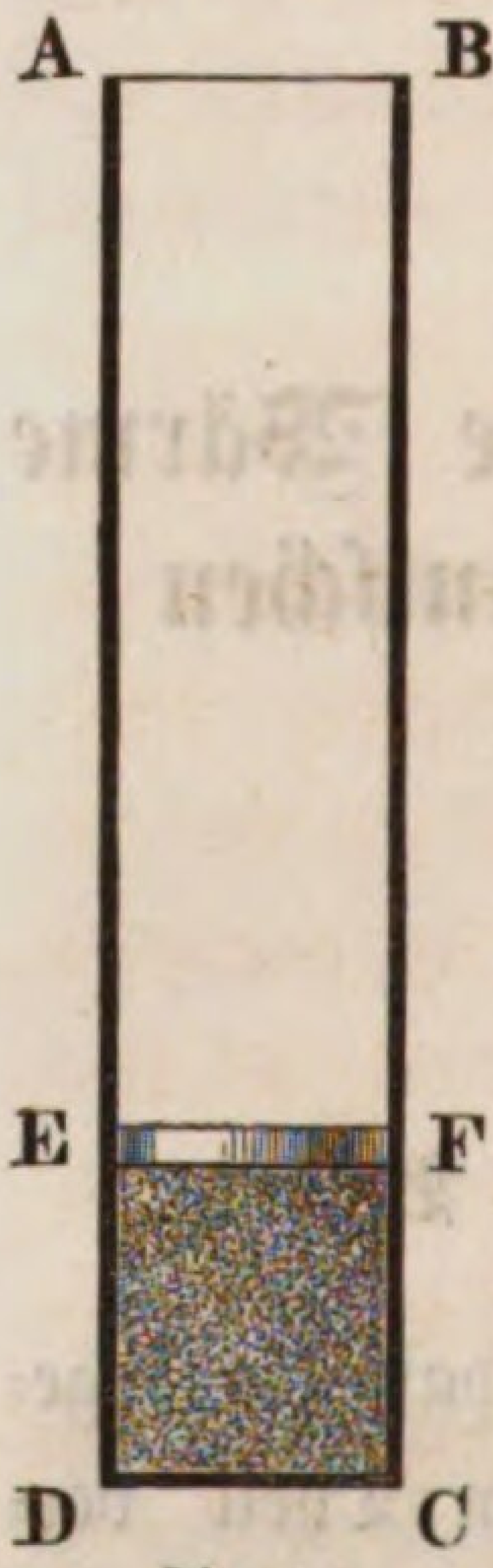


Fig. 4.

Erwärmen wir nun die eingeschlossene Luft, so dehnt sie sich aus, und zwar für jeden Grad um

$$^1/_{273} = 0,00367$$

ihres Volumens. Diese Zahl haben Regnault und Magnus durch eine Reihe sorgfältig angestellter Versuche gefunden. Sie bildet also den Ausdehnungscoefficienten der Luft.

Wird nun jenes Luftvolumen von 1 Kubikmeter nach und nach auf 2, 3, 4 ꝛc. Grad erwärmt, so dehnt es sich um $2 \cdot {}^1/_{273}$, $3 \cdot {}^1/_{273}$, $4 \cdot {}^1/_{273}$ u. s. f. oder um $2 \cdot 0,00367$, $3 \cdot 0,00367$, $4 \cdot 0,00367$ aus, d. h. es werden aus 1 Kubikmeter bei diesen Temperaturen:

$1 + 2 \cdot 0,00367$ Kubikmeter,

$1 + 3 \cdot 0,00367$ „

$1 + 4 \cdot 0,00367$ „

u. s. f. Bei einer Erwärmung von t° erhalten wir demnach:

$1 + 0,00367 \cdot t$ Kubikmeter.

Hätten sich aber 2, 3, 4 oder allgemein V Kubikmeter Luft von 0° unter dem Kolben befunden, so würden wir bei t° Erwärmung daraus der Reihe nach:

$$2\ (1+0{,}00367 \cdot t)$$
$$3\ (1+0{,}00367 \cdot t)$$
$$4\ (1+0{,}00367 \cdot t)$$

oder allgemein:

III . . . . . . $V\ (1+0{,}00367 \cdot t)$ Kubikmeter

erhalten haben.

Bei einer Erwärmung von 100° wären aus 1 Kubikmeter

$1+0{,}00367 \times 100 = 1{,}367$ Kubikmeter

und bei einer solchen auf 273°:

$1+273 \cdot {}^1/_{273} = 1+1 = 2$ Kubikmeter

entstanden. — Wird also Luft von 0° auf 273° erwärmt, so dehnt sie sich auf den doppelten Raum aus. Aus V Kubikmeter oder Kubikfuß werden dann 2 V Kubikmeter oder Kubikfuß.

Dieses Gesetz, nach welchem sich die Luft in demselben Maße ausdehnt, in welchem sie erwärmt wird, ist zuerst von Gay-Lussac aufgefunden worden und wird nach ihm das Gay-Lussac'sche Gesetz genannt. Uebrigens erhielt derselbe für den Ausdehnungscoefficienten die Zahl 0,00375, also eine etwas zu große.

Es ist klar, daß die Dichtigkeit der Luft unter dem Kolben E F, also das Gewicht der Volumeneinheit, in demselben Verhältniß abnimmt, in welchem sie sich ausdehnt. Da z. B. bei einer Erwärmung auf 273° aus 1 Kubikmeter 2 geworden sind, die nach wie vor nur das Gewicht von 1,29318 Kilogramm besitzen, so beträgt die Dichtigkeit oder das specifische Gewicht bei dieser Temperatur nur die Hälfte von dem bei 0°.

Da sich die Dichtigkeiten zweier Körper umgekehrt wie ihre Voluminas verhalten, vorausgesetzt, daß ihre Gewichte gleich sind, so muß man die Dichtigkeit (D) der Luft für irgend eine Temperatur t leicht aus der Proportion

$$1 : D = V\ (1+0{,}00367 \cdot t) : V$$

berechnen können, wobei wir annehmen, daß die Dichtigkeit bei $0° = 1$ und das Volumen bei dieser Temperatur $= V$ sei.

Es ist hieraus die Dichtigkeit D bei der Temperatur t:

$$D = \frac{V}{V\,(1 + 0{,}00367 \cdot t)} = \frac{1}{1 + 0{,}00367 \cdot t} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \text{IV}.$$

z. B. für t = 10 oder 100° hat man: $D = \frac{1}{1 + 0{,}0367} = 0{,}9646$

oder $D = \frac{1}{1 + 0{,}367} = 0{,}7316$. Es wiegt hiernach 1 Kubikmeter Luft bei 10°:

$$0{,}9646 \times 1{,}29318$$

und bei 100°:

$$0{,}7316 \times 1{,}29318 \text{ Kilogramm.}$$

Das Gewicht von 1 Kubikmeter Luft von gewöhnlicher Spannung (760^{mm} Quecksilbersäule) und t° Temperatur wird also sein:

$$G_1 = \frac{1{,}29318}{1 + 0{,}00367 \cdot t}$$

und das von V Kubikmetern:

$$\text{V} \ldots\ldots G = \frac{1{,}29318}{1 + 0{,}00367 \cdot t} \cdot V \text{ Kilogramm.}$$

Hiernach wiegen z. B. 3 Kubikmeter Luft unter den obigen Voraussetzungen bei 20° Temperatur:

$$G = \frac{3 \cdot 1{,}29318}{1 + 0{,}00367 \cdot 20} = 3{,}615 \text{ Kilogramm.}$$

Wir sehen aus dem Vorstehenden, daß die Ausdehnung der Luft für dieselbe Temperatur-Zunahme ungleich größer ist, als bei festen und flüssigen Körpern. Weiter haben die Versuche gezeigt, daß diese Ausdehnung für alle Gase sehr nahe dieselbe sei. So fand z. B. Regnault für den Ausdehnungscoefficienten des Wasserstoffs: 0,003661, und für den der Kohlensäure: 0,003710.

Es scheint ferner erwiesen zu sein, daß die Ausdehnungscoefficienten solcher Luftarten, die sich durch Druck und Kälte flüssig machen lassen, wie dies z. B. mit der Kohlensäure der

Fall ist, größer sind als die der anderen, bei denen ein solches Flüssigmachen bis jetzt noch nicht gelungen ist. Deßhalb nimmt man auch an, daß zwischen den Molekülen dieser Körper noch immerhin eine, wenn auch nur sehr geringe, Anziehung bestehe, ja daß dieselbe sogar auch bei den permanenten oder beständigen Gasen nicht vollkommen gleich Null sei.

Versuche haben ferner dargethan, daß der Ausdehnungscoefficient mit wachsendem Drucke größer werde.

Bei der Ausdehnung der Luft in Fig. 4 z. B., hat dieselbe den Druck der auf dem Kolben lastenden Atmosphäre zu überwinden; wird dieser Druck aber größer, so wächst auch der Ausdehnungscoefficient, wie folgende Tabelle zeigt:

	Druck in Millimeter Quecksilbersäule.	Ausdehnungscoefficient.
Atmosphärische Luft	760	0,0036706
	2525	0,0036944
Wasserstoffgas . . .	760	0,0036613
	2520	0,0036616
Kohlensäure.	760	0,0037099
	2545	0,0038455

Mechanische Arbeit, welche die Luft bei ihrer Ausdehnung verrichtet.

Berechnen wir nun die mechanische Arbeit, welche jenes Luftvolumen von 1 Kubikmeter bei seiner Ausdehnung verrichtet.

Nehmen wir an, der Kolben E F habe eine Fläche von 1 □Meter, er liege also 1 Meter hoch über dem Boden des Gefäßes A B C D; alsdann wird er sich, wenn die Luft unter demselben auf 273° erwärmt wird, 1 Meter hoch erheben, er wird also auch den Luftdruck um dieselbe Strecke fortführen. Dieser Druck beträgt aber bei 0° Temperatur und 760^{mm} Barometerstand:

10334 Kilogramm

pro Quadratmeter; daher denn die Leistung der sich ausdehnenden Luft:

$$10334 \times 1 = 10334 \text{ Meterkilogramm}$$

Nun wog diese Luftmasse 1,29318 Kilogramm, es wird hiernach die Leistung von 1 Kilogramm Luft unter denselben Umständen

$$\frac{10334}{1{,}29318} = 7991{,}15 \text{ Meterkilogramm}$$

betragen.

Indem wir also einer Luftmasse von 1 Kubikmeter so viel Wärme zuführen, daß sie bei freier Ausdehnung allmälig auf 273° erwärmt wird, vermehren wir nicht allein die Schwingungsarbeit derselben, sondern wir gewinnen auch eine äußere Arbeit von nicht weniger als 10334 Meterkilogramm. Mit dieser ist also die Arbeit, welche bei der Ausdehnung fester und flüssiger Körper geleistet wird, kaum zu vergleichen.

Erwärmung der Luft bei constantem Volumen.

Denken wir uns nunmehr, der Kolben E F (Fig. 4) sei an den Gefäßwänden befestigt, er könne also bei Erwärmung der Luft nicht gehoben werden, so wird offenbar bei Zuführung von Wärme keine äußere Arbeit verrichtet, wie wir dies schon auf Seite 41 erläutert haben. Alle zugeführte Wärme wird demnach nur zur Vermehrung der Schwingungsarbeit, also zur Erhöhung der Temperatur verwandt. Dabei aber vermehrt sich gleichzeitig die Expansivkraft der Luft, also ihr Druck auf den Kolben, und zwar wird derselbe für jeden Grad um $^1/_{273} = 0{,}00367$ größer; er wächst also in demselben Verhältniß, in welchem sich vorher das Volumen vergrößerte.

Bezeichnen wir allgemein den Druck pro Quadratmeter bei 0° mit p, so ist er bei 1, 2, 3 . . . . . . t°:

$$p + {}^1/_{273} \cdot p = p\,(1 + {}^1/_{273})$$

$$\text{oder } p+2\cdot{}^1/_{273}\cdot p=p\,(1+2\cdot{}^1/_{273})$$

$$\text{„ } p+3\cdot{}^1/_{273}\cdot p=p\,(1+3\cdot{}^1/_{273})$$

. . . .

$$\text{„ } p+t\cdot{}^1/_{273}\cdot p=p\,(1+{}^1/_{273}\cdot t)$$

$$\text{oder auch } p\,(1+0{,}00367\cdot t)\ldots\ldots \text{VI.}$$

Für $t=273^0$ ist offenbar der Druck:

$$p\,(1+273\cdot{}^1/_{273})=p\,(1+1)=2p,$$

er ist also hier doppelt so groß als bei 0^0.

Wenn also eine Luftmasse bei constantem Volumen erwärmt wird, so vermehrt sich ihre Expansivkraft in demselben Verhältniß, in welchem ihre Temperatur zunimmt.

Auch dies Gesetz ist unter dem Namen des Gay-Lussac'schen Gesetzes bekannt.

Es läßt sich dasselbe leicht erklären, wenn man die auf Seite 51 ausgesprochenen Ansichten über die Beschaffenheit der Gase als die richtigen annimmt.

In demselben Maße, wie wir einem abgeschlossenen Luftvolumen Wärme zuführen, vermehrt sich die Geschwindigkeit seiner Atome. Je größer aber diese wird, desto häufiger stoßen sie in derselben Zeit gegen die Gefäßwände, also auch gegen den Kolben. Je mehr Stöße aber endlich in derselben Zeit erfolgen, desto größer muß nothwendig der Druck oder die Expansivkraft des Gases sein.

Absoluter Nullpunkt der Temperatur.

Da nun für jeden Grad Erwärmung die Expansivkraft, oder, was hier dasselbe ist, die lebendige Kraft der Atome um $^1/_{273}$ derjenigen bei 0^0 wächst, mithin also auch für jeden Grad unter 0^0 um $^1/_{273}$ abnimmt, so muß dieselbe offenbar 273^0 unter 0^0 gleich Null sein, d. h. bei dieser Temperatur können

dann die Atome gar keine lebendige Kraft mehr besitzen. Man bezeichnet demnach eine Temperatur von

$$-273^0$$

als den absoluten Nullpunkt der Temperatur.

Von diesem Punkte an hat man also eigentlich die Geschwindigkeit der Atome eines Körpers oder deren lebendige Kraft oder endlich die Temperatur desselben zu rechnen. Aus diesem Grunde spielt dieselbe in der mechanischen Wärmetheorie eine wichtige Rolle.

Da bei dem in Rede stehenden Versuche keine äußere Arbeit verrichtet wurde, sondern alle zugeführte Wärme nur zur Vermehrung der Schwingungsarbeit diente, so steht zu erwarten, daß hier die Menge der zugeführten Wärme kleiner sein müsse, als beim vorigen Versuche. In der That haben dies auch verschiedene und sorgfältige Beobachtungen vollkommen bestätigt.

Ermittelung des mechanischen Wärme-Aequivalents durch Rechnung.

Wenn sich die Luft bei ihrer Erwärmung frei ausdehnt und dabei den äußeren Atmosphären-Druck überwindet (S. 55), so beträgt die Wärmemenge, die jedem Kilogramm Luft zugeführt werden muß, um eine Temperatur-Erhöhung von 1° zu bewirken:

0,23751

Wärmeeinheiten. Dies ist die specifische Wärme der Luft bei constantem Drucke. Die genaue Ermittelung dieser Zahl verdanken wir ebenfalls Regnault.

Kann sich die Luft bei ihrer Erwärmung nicht frei ausdehnen, bleibt also ihr Volumen dasselbe, so bedürfen wir nur

0,16847

Wärmeeinheiten, um 1 Kilogramm derselben in seiner Temperatur um 1° zu erhöhen. Diese Wärmemenge nennen wir die specifische Wärme bei constantem Volumen.

Es ist hiernach die Wärmecapacität (specifische Wärme) der Luft bei constantem Drucke $\frac{0,23751}{0,16847} = 1,410$ mal größer als die bei constantem Volumen. Diese Zahl ist aus einer Reihe von Beobachtungen, die nach verschiedenen Methoden angestellt wurden, ermittelt.

Der Mehrverbrauch an Wärme von

$$0,23751 - 0,16847 = 0,06904$$

Wärmeeinheiten ist also zur Verrichtung der äußern Arbeit verwandt worden.

Wir hörten nun Seite 56, daß 1 Kilogramm Luft, wenn es von 0 auf 273° bei freier Ausdehnung erwärmt werde, eine mechanische Arbeit von

7991,15 Meterkilogramm

zu leisten vermöge. Für eine Erwärmung von 0 auf 1° wird mithin diese Arbeit

$$\frac{7991,15}{273} = 29,272 \text{ Meterkilogramm}$$

betragen. Diese Zahl wird, wie wir später hören werden, in der mechanischen Wärmelehre allgemein mit dem Buchstaben R bezeichnet. Eine Arbeit von 29,272 Meterkilogramm muß also durch eine Wärmemenge von 0,06904 Wärmeeinheiten hervorgebracht werden. Demnach müssen wir im Stande sein, mit 1 Wärmeeinheit eine mechanische Arbeit von

$$\frac{29,272}{0,06904} = 423,98 \text{ Meterkilogramm}$$

zu erzeugen. Dies Resultat stimmt also fast vollkommen mit demjenigen überein, was Joule als Mittelwerth aus einer großen Reihe von Versuchen gefunden hat. Wir können nun auch leicht eine allgemeine Formel für das mechanische Wärme-Aequivalent herleiten.

Bezeichnen wir die specifische Wärme der Luft bei con=

stantem Volumen, also die Zahl 0,16847 mit c_v, die bei constantem Drucke, also 0,23751 mit c_p; so repräsentirt die Differenz $c_p - c_v$ diejenige Wärmemenge, welche die Arbeit von 29,272 Meterkilogramm oder allgemein die Arbeit R liefert. Verwenden wir also 1 Wärmeeinheit, so erhalten wir die mechanische Arbeit (das mechanische Wärme-Aequivalent) $\frac{1}{A}$ aus der Proportion:

$$c_p - c_v : 1 = R : \frac{1}{A}$$

Es ist also:

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{c_p - c_v}$$

Da $c_p = 1{,}41 \cdot c_v$ ist, so entsteht, wenn man statt der Zahl 1,41 die allgemeine Zahl k substituirt,

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{c_v\, k - c_v}$$

oder, da es gebräuchlicher ist, c_v ohne Index zu schreiben:

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{c\,(k-1)} \quad \ldots\ldots \text{VII.}$$

Legt man der vorstehenden Rechnung die älteren Bestimmungen der specifischen Wärme bei constantem Drucke von Delaroche und Bérard zu 0,267 zu Grunde, so erhält man eine kleinere Zahl für das mechanische Wärme-Aequivalent. Auf diese Weise erklärt es sich, daß Mayer (1842) hierfür die Zahl 365, Holtzmann (1845) 374 und Clausius (1850) 370 fand. (Siehe Zeuner's mechan. Wärmetheorie, Seite 117.)

Vermehrung der Expansivkraft durch Zusammendrückung. Mariotte'sches Gesetz.

Bei dem auf Seite 52 beschriebenen Versuche vermehrten wir die Expansivkraft der Luft allein auf Kosten der zugeführten Wärme, ihre Dichtigkeit wurde dabei nicht geändert. Wir

sind nun aber auch auf andere Weise im Stande, diese Expansivkraft zu vergrößern, indem wir nämlich die Luft zusammendrücken. Nach den Principien der mechanischen Wärmetheorie muß uns dies sofort einleuchten; denn durch die Zusammendrückung der Luft verrichten wir eine mechanische Arbeit, und diese kann eine gewisse Wärmemenge stets ersetzen.

Nehmen wir also an, unter dem Kolben E F Fig. 5 sei 1 Kubikmeter Luft von 0° und atmosphärischer Spannung eingeschlossen, so wird deren Expansivkraft vergrößert, sowie man den Kolben hinunterdrückt. Wird z. B. die Luft auf die Hälfte ihres Raumes comprimirt, so wächst ihre Spannung um das Doppelte; durch eine Compression auf den vierten Theil erhält sie die vierfache Spannung; u. s. f. Dabei setzen wir freilich voraus, daß die Temperatur stets dieselbe, nämlich 0° bleibe. In demselben Maße nun, in welchem sich die Expansivkraft der Luft vermehrt, nimmt natürlich auch deren Dichtigkeit zu.



Fig. 5.

Dies Gesetz, wonach bei gleichbleibender Temperatur die Spannung eines Gases wächst, wie dessen Volumen abnimmt, ist unter dem Namen des Mariotte'schen Gesetzes bekannt.

Auch dies Gesetz ist eine nothwendige Folge jener Annahme über die Beschaffenheit der Gase.

Jedes Gas-Atom in dem 1 Kubikmeter Luft, übt bei 0° in einer gewissen Zeit eine bestimmte Anzahl von Stößen gegen den Kolben aus, und erzeugt also auf diese Weise einen gewissen Druck. Nimmt das Gas bei derselben Temperatur nur noch die Hälfte seines anfänglichen Raumes ein, so erfolgen in derselben Zeit von demselben Atom offenbar doppelt so viele Stöße, da ja seine Geschwindigkeit dieselbe geblieben ist; sein Druck auf den Kolben wird also doppelt so groß; und da dies mit allen

Atomen der Fall ist, so muß also auch die Spannung der ganzen Luftmasse doppelt so groß werden. U. s. f.

Bezeichnen wir das Volumen einer eingeschlossenen Luftmasse allgemein mit V_1, ihre Expansivkraft (z. B. den Druck auf 1 Quadratmeter Fläche) mit p_1; verändern wir darauf das Volumen V_1 in das V_2 und die Expansivkraft p_1 in die p_2: so findet nach dem Mariotte'schen Gesetze folgende Proportion statt:

$$V_1 : V_2 = p_2 : p_1$$

oder es ist:

$$V_1 \cdot p_1 = V_2 \cdot p_2$$

Würde aus dem Volumen V_2 mit der Expansivkraft p_2 das V_3, so würde man für die neue Expansivkraft p_3 haben:

$$V_2 : V_3 = p_3 : p_2$$

oder

$$V_2 \cdot p_2 = V_3 \cdot p_3$$

Vergleicht man diese Gleichung mit der vorhergehenden, so findet sich:

$$\text{VIII} \ldots\ldots V_1 \cdot p_1 = V_2 \cdot p_2 = V_3 \cdot p_3 \text{ etc.}$$

Es erhellet hieraus, daß das Product aus dem Volumen einer gewissen Luftmasse in den zugehörigen Druck eine constante Größe ist, vorausgesetzt, daß die Temperatur dieselbe bleibe.

Sowie nun die Expansivkraft eines Gases wächst, so nimmt auch dessen Dichtigkeit zu, und umgekehrt.

Ist die Dichtigkeit beim Volumen $V_1 = D_1$, die bei $V_2 = D_2$, so hat man:

$$V_1 : V_2 = D_2 : D_1$$

oder

$$V_1 \cdot D_1 = V_2 \cdot D_2;$$

dagegen:

$$D_1 : D_2 = p_1 : p_2$$

Die Dichtigkeit wächst also im umgekehrten Verhältniß mit dem Volumen und im geradem Verhältniß mit der Spannung.

Zahlenbeispiel 1. Welches Gewicht besitzt $^1/_8$ Kubikmeter Luft von 0° und bei einem Drucke von 4 Atmosphären?

Es wiegt 1 Kubikmeter Luft von 0° und atmosphärischer Spannung: 1,29318 Kilogramm, daher $^1/_8$ Kubikmeter: 0,16165 Kilogramm. Hiernach haben wir:

$$1:4 = 0{,}16165 : x,$$

mithin

$$x = 4 \times 0{,}16165 = 0{,}6465 \text{ Kilogramm.}$$

Zahlenbeispiel 2. Welches Volumen hat eine Luftmasse von 1 Kilogramm bei 0° und $^1/_5$ Atmosphären Spannung?

Es nimmt 1 Kilogramm Luft bei 0° und atmosphärischer Spannung einen Raum von $\frac{1}{1{,}29318} = 0{,}7733$ Kubikmeter ein. Hiernach findet sich der Raum bei $^1/_5$ Atmosphäre Spannung aus der Proportion:

$$0{,}7733 : x = {}^1/_5 : 1,$$

also

$$x = 5 \times 0{,}7733 = 3{,}8665 \text{ Kubikmeter.}$$

Combinirtes Mariotte-Gay-Lussac'sches Gesetz.

Bezeichnen wir das Volumen einer Luftmasse bei 0° und gewöhnlicher Spannung mit V_0, so ist dasselbe bei einem Drucke von 2, 3, 4 . . . . . . p_1 Atmosphären, zufolge des Mariotte'schen Gesetzes:

$$\frac{V_0}{2}, \frac{V_0}{3}, \frac{V_0}{4} \ldots\ldots \frac{V_0}{p_1}.$$

Besitzt die Luftmasse aber eine Temperatur von t_1°, so ist klar, daß sie bei derselben Spannung p_1 ein größeres Volumen einnimmt; es muß dasselbe, da sich die Luft für jeden Grad Erwärmung um 0,00367 ihres Raumes ausdehnt, sein:

$$V_1 = \frac{V_0}{p_1}(1 + 0{,}00367\,t_1).$$

Wäre dagegen die Spannung jener Luftmasse bei 0°: p_2 Atmosphären, so würde ihr Volumen:

$$\frac{V_0}{p_2}$$

sein, und wenn sie anstatt 0°: t_2° warm wäre, so würde man haben:

$$V_2 = \frac{V_0}{p_2}(1 + 0{,}00367\,t_2).$$

Es verhält sich also:

$$V_1 : V_2 = \frac{V_0}{p_1}(1 + 0{,}00367\,t_1) : \frac{V_0}{p_2}(1 + 0{,}00367\,t_2)$$

oder es ist:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{1 + 0{,}00367 \cdot t_1}{1 + 0{,}00367 \cdot t_2} \;\ldots\ldots\; \text{IX.}$$

Das Gesetz, welches in dieser Formel liegt, ist in der Physik und Mechanik unter dem Namen des combinirten Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetzes bekannt.

Da sich ferner die Voluminas V_1 und V_2 umgekehrt wie ihre Dichtigkeiten D_1 und D_2 verhalten, so ist auch:

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{1 + 0{,}00367 \cdot t_1}{1 + 0{,}00367 \cdot t_2} \;\ldots\ldots\; \text{X.}$$

Zahlenbeispiel 1. Ein Luftquantum von $V_1 = 1$ Kubikmeter, $t_1 = 10°$ Temperatur und $p_1 = 1$ Atmosphäre Spannung, wird auf das Volumen $V_2 = 0{,}8$ Kubikmeter comprimirt und auf $t_2 = 100°$ erwärmt; welches wird seine Spannung p_2 sein?

Wir haben nach der vorletzten Formel:

$$\frac{1}{0{,}8} = \frac{p_2}{1} \cdot \frac{1 + 0{,}00367 \cdot 10}{1 + 0{,}00367 \cdot 100}, \text{ oder } 1{,}25 = p_2 \cdot \frac{1{,}0367}{1{,}367}, \text{ also}$$

$$p_2 = \frac{1{,}25 \times 1{,}367}{1{,}0367} = \frac{1{,}70875}{1{,}0367} = 1{,}648 \text{ Atmosphären.}$$

Zahlenbeispiel 2. Wenn eine Luftmasse von $V_1 = 30$ Kubikmeter, $p_1 = 1$ Atmosphäre Spannung und $t_1 = 10°$ Tempera-

tur durch das Gebläse und den Erwärmungsapparat eines Hochofens in die größere Spannung $p_2 = 1{,}26$ Atmosphären und eine Temperatur von $t_2 = 200^0$ versetzt wird, welches Volumen V_2 wird dieselbe alsdann einnehmen?

Man hat nach derselben Formel:

$$\frac{30}{V_2} = \frac{1{,}26}{1} \cdot \frac{1 + 0{,}00367 \cdot 10}{1 + 0{,}00367 \cdot 200} \text{ oder } 30 = 1{,}26 \cdot \frac{1{,}0367}{1{,}7340} \cdot V_2,$$

mithin $V_2 = \frac{30 \cdot 1{,}7340}{1{,}26 \times 1{,}0367} = 39{,}8$ Kubikmeter.

Zahlenbeispiel 3. Die Dichtigkeit D_1 der Luft möge bei $p_1 = 760^{mm}$ Quecksilbersäule (oder Barometerstand) und $t_1 = 0^0$ Temperatur $= 1$ sein, welche Dichtigkeit D_2 wird dieselbe bei einem Barometerstande von $p_2 = 750^{mm}$ und $t_2 = 20^0$ Wärme besitzen?

Es ist nach der letzten Formel:

$$\frac{D_2}{1} = \frac{750}{760} \cdot \frac{1 + 0{,}00367 \cdot 0}{1 + 0{,}00367 \cdot 20} \text{ oder}$$

$$D_2 = \frac{75}{76} \cdot \frac{1}{1{,}0734} = \frac{75}{81{,}5784} = 0{,}9195;$$

demnach würde das Gewicht von 1 Kubikmeter nur

$$1{,}29318 \times 0{,}9195 = 1{,}189 \text{ Kilogramm}$$

betragen.

Umgestaltung der beiden letzten Formeln.

In der mechanischen Wärmetheorie giebt man nach dem Vorgange Clapeyron's den letzten Formeln in der Regel eine einfachere Gestalt. Zunächst bezeichnet man den Ausdehnungscoefficienten mit α, und schreibt also:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2}$$

oder

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2}$$

Dividirt man nun Zähler und Nenner der rechten Seiten dieser Gleichungen durch α, so entsteht:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{\frac{1}{\alpha} + t_1}{\frac{1}{\alpha} + t_2}$$

und

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{\frac{1}{\alpha} + t_1}{\frac{1}{\alpha} + t_2}$$

Da nun $\alpha = \frac{1}{273}$ mithin $\frac{1}{\alpha} = 273$ ist, so hat man auch:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{273 + t_1}{273 + t_2}$$

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{273 + t_1}{273 + t_2}$$

Aus der obern der letzten Gleichungen ist nun:

$$\frac{V_1 \cdot p_1}{273 + t_1} = \frac{V_2 p_2}{273 + t_2}$$

Für dieselbe Luftmasse würden wir beim Volumen V_3, der Spannung p_3 und der Temperatur t_3 haben:

$$\frac{V_1 p_1}{273 + t_1} = \frac{V_3 p_3}{273 + t_3}$$

Es ist also überhaupt:

$$\frac{V_1 p_1}{273 + t_1} = \frac{V_2 p_2}{273 + t_2} = \frac{V_3 p_3}{273 + t_3} \text{ ꝛc. . . . . . XI.}$$

Hieraus erhellet, daß die vorstehenden Quotienten für ein bestimmtes Gas einen constanten Werth besitzen.

Die Formeln haben natürlich auch Gültigkeit, wenn V_1, V_2 ꝛc. die specifischen Voluminas, d. h. die Voluminas der Gewichtseinheit, also des Kilogramms, repräsentiren.

Ist also v_0 das specifische Volumen bei $t_0 = 0^0$ und atmo-

sphärischer Spannung p_0, ist v_1 dasselbe bei der Temperatur t_1 und der Spannung p_1; so hat man:

$$\frac{v_0 p_0}{273 + t_0} = \frac{v_1 p_1}{273 + t_1} \text{ u. s. f.}$$

Nun ist das Volumen v_0 beim Drucke p_0 und der Temperatur t_0 bekannt. Denn da 1,29318 Kilogramm unter den obigen Verhältnissen 1 Kubikmeter Raum einnehmen, so wird 1 Kilogramm das Volumen

$$\frac{1}{1,29318} \text{ Kubikmeter}$$

besitzen. Und dies ist also das specifische Volumen v_0 bei 0^0 Temperatur. Drücken wir nun p_0 in Kilogrammen pro Quadratmeter aus, setzen wir also $p_0 = 10334$ Kilogramm, so ergiebt sich:

$$\frac{v_0 p_0}{273 + t_0} = \frac{\frac{1}{1,29318} \cdot 10334}{273 + 0} = \frac{10334}{1,29318.273}$$

$$= \frac{10334}{353,03814} = 29,272$$

Es ist also natürlich auch $\frac{v_1 p_1}{273 + t_1}$, sowie $\frac{v_2 p_2}{273 + t_2}$ 2c. = 29,272. Dieselbe Zahl erhielten wir im vorigen Abschnitte für die äußere Arbeit, welche 1 Kilogramm Luft zu leisten vermag, wenn seine Temperatur bei constantem Drucke um 1^0 vermehrt wird. In der mechanischen Wärmelehre bezeichnet man dieselbe, wie schon erwähnt, allgemein mit R und schreibt also:

$$R = \frac{v_0 p_0}{273 + t_0} = \frac{v_1 p_1}{273 + t_1} = \frac{v_2 p_2}{273 + t_2} \text{ 2c.},$$

wobei v_0, v_1, v_2 .... die Voluminas von 1 Kilogramm Luft bezeichnen.

Wird p in Atmosphären ausgedrückt, so hat man:

$$R = \frac{1}{353,03814} = 0,002833.$$

Für andere Gase, die eine andere Dichtigkeit besitzen, hat R auch einen andern Werth.

Wir haben schon im vorigen Abschnitte darauf aufmerksam gemacht, daß der absolute Nullpunkt der Temperatur 273° unter demjenigen der hunderttheiligen Thermometerscala liege. Bei dieser Temperatur war die lebendige Kraft der Atome oder Moleküle = 0, die Körper besaßen gar keine Wärme.

Von diesem Punkte an mußte die Wärme eines Körpers, oder, was dasselbe ist, seine innere Arbeit gemessen werden. Hat also ein Körper nach der hunderttheiligen Scala die Temperatur 0°, so ist seine wirkliche oder absolute Temperatur = 273°, und besitzt er die Temperatur t_1, t_2, t_3, so muß seine absolute sein: $273 + t_1$, $273 + t_2$, $273 + t_3$ u. s. f.

Demnach bezeichnen die Nenner in den Quotienten auf voriger Seite die absoluten Temperaturen der Luft. Schreiben wir statt derselben einfach: T_0, T_1, $T_2 \ldots$, so gehen jene Gleichungen über in:

$$R = \frac{v_0 p_0}{T_0} = \frac{v_1 p_1}{T_1} = \frac{v_2 p_2}{T_2} \ldots\ldots$$

Hierin liegt der Satz: Wenn man die specifischen Luftvoluminas mit den zugehörigen Spannungen multiplicirt und die Produkte durch die zugehörigen absoluten Temperaturen dividirt, so sind die erhaltenen Quotienten stets einander gleich oder sie besitzen den constanten Werth R = 29,272.

Aus vorstehenden Gleichungen folgt auch:

$$\left.\begin{aligned} R\,T_0 &= v_0 p_0 \\ R\,T_1 &= v_1 p_1 \\ R\,T_2 &= v_2 p_2 \end{aligned}\right\} \ldots\ldots X_{II.}$$

u. dergl. m.

In dieser Gestalt kann das Gesetz von Mariotte und Gay-Lussac dem Gedächtnisse sehr leicht eingeprägt werden.

Auch werden wir in der Folge von vorstehenden Formeln häufig Gebrauch machen.

Zahlenbeispiel 1. Welches Volumen v_1 besitzt 1 Kilogramm Luft bei einer Temperatur von $t_1 = 100^0$ und einer Spannung $p_1 = 5000$ Kilogramm pro Quadratmeter?

Man hat $29{,}272\ (273 + 100) = v_1 \cdot 5000$

mithin $v_1 = \frac{29{,}272 \times 373}{5000} = \frac{10918{,}456}{5000} = 2{,}1837$ Kubikmeter.

Es würden demnach 2, 3, 4 .... Kilogramm Luft einen Raum von $2 \cdot 2{,}1837$ oder $3 \cdot 2{,}1837$ oder $4 \cdot 2{,}1837$ Kubikmeter einnehmen.

Zahlenbeispiel 2. Wenn 1 Kilogramm Luft bei einem Volumen von 3 Kubikmeter eine Temperatur von 200^0 besitzt, welchen Druck übt es alsdann auf 1 Quadratmeter aus?

Es ist: $29{,}272\ (273 + 200) = 3 \cdot p_1$ oder $13845{,}656 = 3 p_1$, also $p_1 = 4615{,}218$ Kilogramm.

Zahlenbeispiel 3. Welche Temperatur t_1 besitzt 1 Kilogramm Luft, wenn es bei einer Spannung von $p_1 = 3$ Atmosphären einen Raum von $v_1 = 0{,}5$ Kubikmeter einnimmt?

Wir haben $0{,}002833\ (273 + t_1) = 0{,}5 \cdot 3$

$$0{,}7734 + 0{,}002833 \cdot t_1 = 1{,}5$$

$$0{,}002833 \cdot t_1 = 0{,}7266$$

$$t_1 = 256{,}4 \text{ Grad.}$$

Fünfter Abschnitt.

Von den Wärme-Curven und der mechanischen Arbeit, welche ein Gas bei seiner Ausdehnung verrichtet und bei seiner Zusammendrückung in sich aufnimmt.

Isothermische Curve.

Es seien OX und OY (Fig. 5) zwei senkrecht auf einander stehende Linien, sogenannte Coordinaten, OX sei die Abscissen- und OY die Ordinaten-Achse.

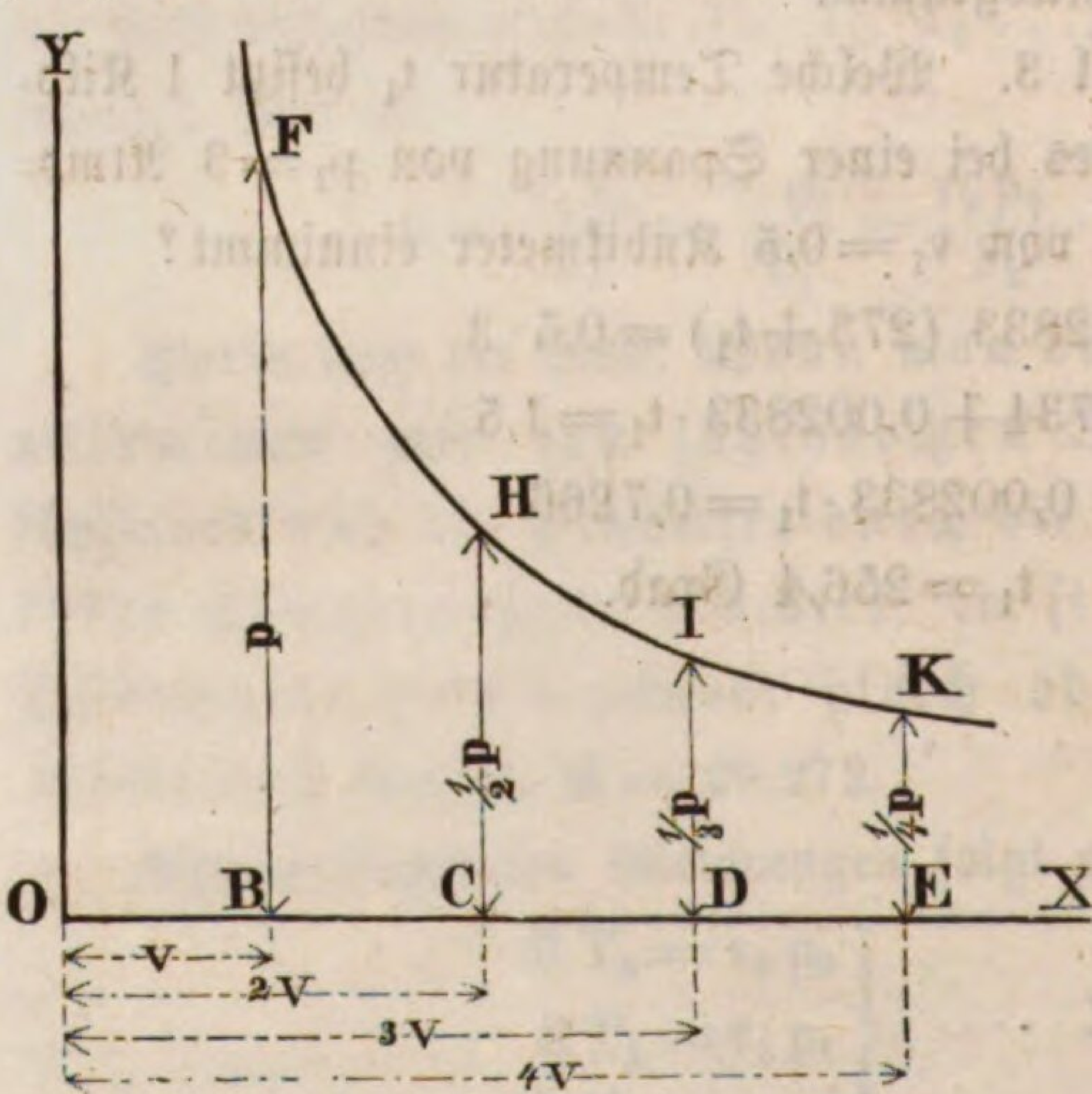


Fig. 5.

Wir denken uns in einem Cylinder die Gewichtseinheit Luft (1 Kilogramm) vom Volumen $v = OB$, der Spannung $p = BF$ und der Temperatur t eingeschlossen. Dehnt sich dasselbe auf den doppelten Raum $AC = 2 \cdot OB = 2v$ aus, und nehmen wir an, es behalte während dieser Ausdehnung seine Temperatur t bei, es werde ihm also in demselben Maße Wärme zugeführt, wie seine Temperatur ab-

nimmt, so sinkt seine Spannung auf $CH = \frac{1}{2} BF = \frac{1}{2} p$ herunter. Wird das Volumen $= OD = 3 \cdot OB = 3v$, so wird die Expansivkraft $= DI = \frac{1}{3} \cdot BF = \frac{1}{3} p$ u. s. f. Verbinden wir die Punkte F, H, I, K ꝛc. mit einander, so stellt die krumme Linie FHIK···· das Gesetz dar, nach welchem die Spannung mit wachsendem Volumen abnimmt. Man nennt die so erhaltene Curve isothermische Curve der permanenten Gase. Sie führt uns also das Gesetz von Mariotte bildlich vor Augen.

Mechanische Arbeit, welche die Luft bei ihrer Ausdehnung verrichtet und bei ihrer Zusammendrückung in Anspruch nimmt.

Um nun die mechanische Arbeit zu berechnen, welche die Luft während jener Ausdehnung verrichtet, müßte man sich BE in unendlich viele gleiche Theile getheilt denken, d. h. man müßte annehmen, daß sich das Volumen v nach und nach um ein unendlich Kleines vermehre, und müßte dann für jedes so erhaltene Volumen die Spannung ermitteln. Alsdann dürfte man den Druck während einer unendlich kleinen Zunahme des Volumens als constant betrachten, und man würde die Arbeit für diese Zunahme erhalten, wenn man den Druck mit derselben multiplicirte. Bildete man so die Producte aller Spannungen in die Volumen-Zunahmen, so würde die Summe derselben die mechanische Arbeit vorstellen.

Eine derartige Summation kann nur mit Hülfe höherer Rechnung ausgeführt werden. Diese sagt uns, daß die mechanische Arbeit während der Ausdehnung vom kleineren Volumen v_1 und der Spannung p_1 auf das größere Volumen v und die kleinere Spannung p durch den Ausdruck:

$$\left.\begin{array}{l} L = 2{,}3026 \cdot v p \log \frac{v}{v_1} \\ \text{oder } L = 2{,}3026 \cdot v_1 p_1 \log \frac{v}{v_1} \end{array}\right\} \cdots\cdots \text{XIII}$$

dargestellt wird. — Da $\frac{v}{v_1} = \frac{p_1}{p}$ ist, so hat man auch:

$$L = 2,3026 \cdot v p \log \frac{p_1}{p} \cdots\cdots XIV$$

Wird umgekehrt das specifische Volumen v mit der Spannung p auf das kleinere Volumen v_1 mit der größern Spannung p_1 zusammengedrückt, so muß bei gleichbleibender Temperatur die mechanische Arbeit:

$$L = 2,3026\ v p \log \frac{v}{v_1}$$

$$\text{oder } L = 2,3026\ v_1 p_1 \log \frac{v}{v_1}$$

vom Gase aufgenommen werden.

Man kann indessen auch die vorstehenden Formeln in elementarer Weise ableiten, wie dies im I. Theile der Ingenieur- und Maschinen-Mechanik des Herrn Ober-Bergraths Weisbach geschehen ist.

Es sei ABCD (Fig. 6) ein Cylinder mit dem luftdicht schließenden Kolben EF, dessen Querschnitt F □ Meter betragen möge. Derselbe stehe um s_0 Meter vom Boden ab. Die Luft unter demselben besitze die Spannung p. Nachdem der Kolben bis zu $E_1 F_1$ heruntergedrückt worden, möge er noch um s_1 vom Boden entfernt sein; die Spannung sei inzwischen von p auf p_1 gestiegen.

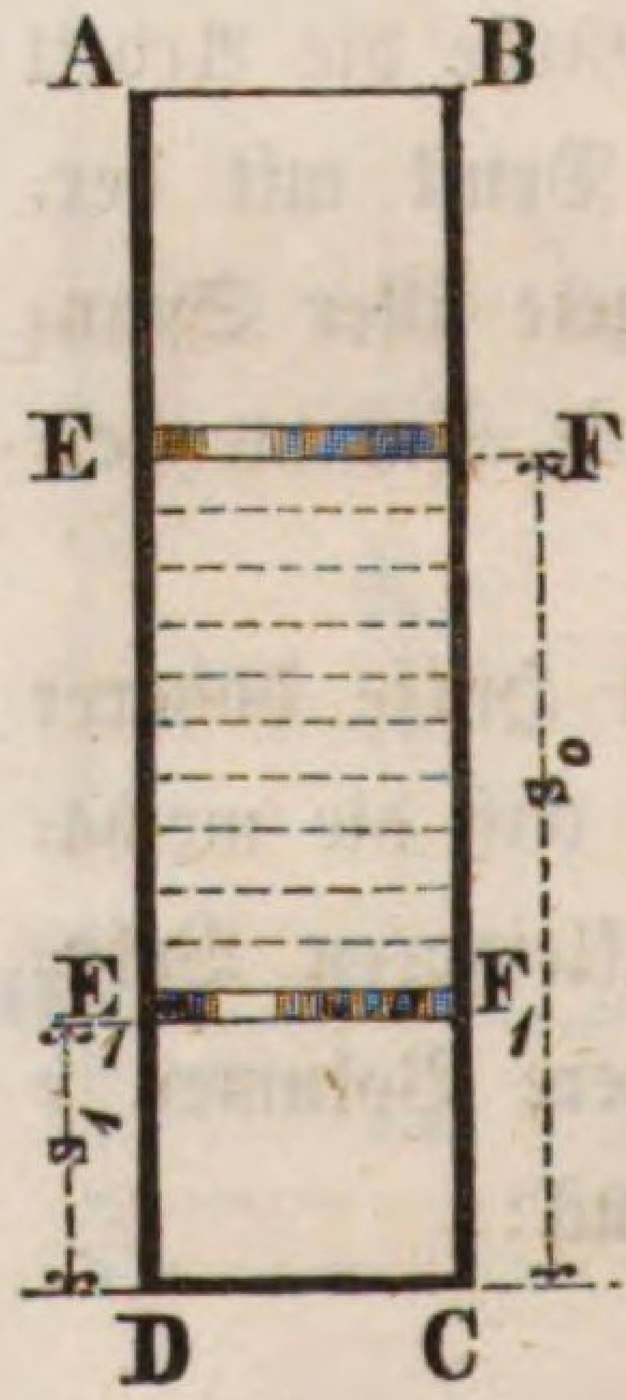


Fig. 6.

Zufolge des Mariotte'schen Gesetzes ist nun:

$$F s_0 \cdot p = F s_1 p_1$$

$$\text{also} \qquad p_1 = \frac{s_0}{s_1} \cdot p$$

Wird der Kolben nun um eine sehr kleine Strecke x heruntergedrückt, so darf man annehmen, daß die Spannung p_1 dieselbe bleibe. Die mechanische Arbeit, welche dabei aufzuwenden ist, beträgt dann:

$$F p_1 x$$

oder, wenn wir statt p_1 den Werth setzen:

$$F p s_0 \cdot \frac{x}{s_1}$$

Den Lehren der Logarithmen zufolge ist für eine sehr kleine Größe x: $x = \log nat (1 + x) = 2{,}3026 \log (1 + x)$. — Ist z. B. $x = \frac{1}{100000}$, so hat man $\log nat (1 + x) = \log nat \left(1 + \frac{1}{100000}\right) = \log nat \frac{100001}{100000} = \log nat\ 100001 - \log nat\ 100000 = 2{,}3026 [\log 100001 - \log 100000] = 0{,}0000099$ d. i. sehr nahe $\frac{1}{100000}$.

Ist aber x sehr klein, so ist es $\frac{x}{s_1}$ noch mehr; daher auch $\frac{x}{s_1} = \log nat \left(1 + \frac{x}{s_1}\right) = \log nat \left(\frac{s_1 + x}{s_1}\right) = \log nat\ (s_1 + x) - \log nat\ s_1$.

Hiernach können wir auch für die oben gefundene mechanische Arbeit setzen:

$$F p s_0 [\log nat\ (s_1 + x) - \log nat\ s_1]$$

Dies ist die mechanische Arbeit für jedes kleine Wegtheilchen. Denkt man sich nun den Raum $EE_1 = FF_1$ in n sehr kleine Theile getheilt, von denen jeder $= x$ ist, so erhält man die mechanische Arbeit, welche zur Zusammendrückung der Luft für jeden Theil verwandt wird, wenn man in der letzten Gleichung statt $s_1 + x$ nach und nach: $s_1 + 2x$; $s_1 + 3x$; $\cdots s_1 + nx$ und statt s_1: $s_1 + x$; $s_1 + 2x$; $s_1 + 3x \cdots\cdots s_1 + (n-1)x$ setzt. Durch Summation dieser einzelnen Arbeiten entsteht die ganze Arbeit L:

$$L = F p s_0 \left\{ \begin{array}{l} \log nat (s_1 + x) - \log nat\, s_1 \\ \log nat (s_1 + 2x) - \log nat (s_1 + x) \\ \log nat (s_1 + 3x) - \log nat (s_1 + 2x) \\ \log nat (s_1 + 4x) - \log nat (s_1 + 3x) \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \log nat (s_1 + nx) - \log nat [s_1 + (n-1)x] \end{array} \right.$$

Da sich stets ein Glied rechts in der nachfolgenden Reihe gegen ein Glied links in der vorhergehenden hebt, so hat man:

$$L = F p s_0 [\log nat (s_1 + nx) - \log nat\, s_1]$$

Es ist aber $n x = s_0 - s_1$; daher

$$L = F p s_0 [\log nat (s_1 + s_0 - s_1) - \log nat\, s_1]$$

$$= F s_0 p \log nat \frac{s_0}{s_1} = 2{,}3026\, F s_0 p \log \frac{s_0}{s_1}$$

Da nun $F s_0$ das ursprünglich abgeschlossene Luftvolumen ist, welches mit V bezeichnet werden mag, so ist auch

$$L = 2{,}3026\, V p \log \frac{s_0}{s_1}$$

Es war aber

$$F s_0 p = F s_1 p_1$$

oder

$$\frac{s_0}{s_1} = \frac{p_1}{p};$$

mithin $L = 2{,}3026\, V p \log \frac{p_1}{p}$

Bezeichnet man ferner das Volumen $F s_1$ bei der Spannung p_1 mit V_1, so entsteht — weil $\frac{p_1}{p} = \frac{F s_0}{F s_1} = \frac{V}{V_1}$ ist:

$$L = 2{,}3026\, V p \log \frac{V}{V_1}$$

Endlich ist auch $V p = V_1 p_1$, mithin:

$$L = 2{,}3026\, V_1 p_1 \log \frac{V}{V_1} = 2{,}3026\, V_1 p_1 \log \frac{p_1}{p}$$

Nun aber dürfen wir auch statt V oder V_1 das specifische Volumen v oder v_1 substituiren und erhalten dann die aufgestellten Formeln.

Zahlenbeispiel 1. Welche Arbeit ist aufzuwenden, damit ein Gebläse 0,33 Kubikmeter Luft von gewöhnlicher Spannung (760 mm) in Wind von 814 mm verwandele?

Bezeichnen wir das anfängliche Volumen mit V, die Spannung mit p, ferner die Spannung des Windes mit p_1, so haben wir:

$$L = 2{,}3026 \cdot V\, p \log \frac{p_1}{p}$$

und wenn wir hierfür die Zahlen unserer Aufgabe substituiren:

$$L = 2{,}3026 \cdot 0{,}33 \cdot 10334 \log \frac{814}{760} = 233{,}99 \text{ Meterkilogramm.}$$

Zahlenbeispiel 2. Wie groß ist die mechanische Arbeit, welche die Gewichtseinheit Luft vom Volumen $v_1 = \frac{1}{1{,}29318}$ $= 0{,}7733$ Kubikmeter und $p_1 = 10334$ Kilogramm Druck pro Quadratmeter bei ihrer Ausdehnung auf das doppelte Volumen $v = 2 v_1$ verrichtet, vorausgesetzt, daß die Temperatur, wie vorhin, dieselbe bleibe?

Man hat nach der Formel $L = 2{,}3026\, v_1 p_1 \log \frac{v}{v_1}$:

$$L = 2{,}3026 \cdot 0{,}7733 \cdot 10334 \log 2 = 5538{,}6 \text{ Meterkilogramm.}$$

Zahlenbeispiel 3. Der Kolben einer Dampfmaschine habe eine Fläche von 0,14 □Meter, unter demselben sei eine Dampfmasse von 0,395 Meter Höhe und 3 Atmosphären Spannung eingeschlossen, welche mechanische Arbeit wird dieselbe verrichten, wenn sie den Kolben 0,658 Meter fortschiebt, ihre Temperatur aber dieselbe bleibt?

Das anfängliche Volumen V_1 ist: $0{,}14 \times 0{,}395$ Kubikmeter; das Volumen V nach der Ausdehnung beträgt: $0{,}14 (0{,}395 + 0{,}658)$; daher das Verhältniß $\frac{V}{V_1} = \frac{0{,}395 + 0{,}658}{0{,}395} = \frac{1{,}053}{0{,}395}$.

Es ist also $L = 2{,}3026 \cdot 0{,}14 \cdot 0{,}395 \cdot 3 \cdot 10334 \log \frac{1{,}053}{0{,}395}$ $= 3943{,}45 \cdot 0{,}4258 = 1679$ Meterkilogramm.

Die Leistung des Dampfes während des vollen Druckes ist:

$0{,}14 \times 10334 \cdot 3 \cdot 0{,}395 = 1714$ Meterkilogramm,

mithin die ganze Leistung: $1679 + 1714 = 3393$ Meterkilogramm. Würde dieselbe in 1 Secunde ausgeführt, so repräsentirte sie eine Arbeit von $\frac{3393}{75} = 45{,}2$ Pferdekräften.

Menge der zuzuleitenden oder abzuführenden Wärme bei der Ausdehnung oder Zusammendrückung nach dem Mariotte'schen Gesetze.

Wir wissen aus Früherem, daß, wenn ein Gas sich arbeitsverrichtend ausdehnt, seine Temperatur sinkt, da es in diesem Falle nur die äußere Arbeit auf Kosten der innern verrichten kann.

Soll also während der Ausdehnung der Luft (Fig. 5) die Temperatur constant bleiben, so müssen wir ihr von Außen Wärme zuführen.

Da in diesem Falle denn auch die Schwingungsarbeit dieselbe bleibt, so muß die äußere Arbeit allein durch die zugeführte Wärme ausgeführt werden, oder diese Wärme und jene Arbeit müssen durchaus äquivalent sein.

Bezeichnen wir also die während der Ausdehnung zugeführte Wärme, in Wärme-Einheiten gemessen, mit Q, so muß offenbar

$$424\,Q = 2{,}3026\,v\,p \log \frac{v}{v_1}$$

sein. Da wir den Werth des mechanischen Wärme-Aequivalents 424 Kilogramm mit $\frac{1}{A}$ bezeichnet haben, so können wir auch allgemeiner schreiben:

$$\frac{Q}{A} = 2{,}3026\,v\,p \log \frac{v}{v_1}$$

$$\text{oder } Q = 2{,}3026 \cdot A\,v\,p \log \frac{v}{v_1} \cdots\cdots \text{XV}$$

Sowie wir nun bei der Ausdehnung eines Gases Wärme zuleiten müssen, damit die Temperatur constant erhalten werde, so müssen wir umgekehrt, bei der Zusammendrückung desselben, Wärme ableiten, um dieselbe Temperatur beizubehalten; denn die vom Gase aufgenommene äußere Arbeit kann nur zur Vermehrung seiner Schwingungsarbeit, also zur Vergrößerung seiner fühlbaren Wärme dienen. Es muß deßhalb auch diese abgeleitete Wärme vollkommen gleichwerthig mit der aufgenommenen äußern Arbeit sein. Ist also auch die abgeleitete Wärme, in Wärmeeinheiten gemessen $= Q$, so haben wir auch hierfür:

$$Q = 2{,}3026 \cdot A\,v\,p \log \frac{v}{v_1} \cdot$$

Isodynamische Curve.

Bei den festen und flüssigen Körpern ist die Sache nicht so einfach. Wird ein solcher Körper zusammengedrückt, nimmt er also dadurch äußere Arbeit in sich auf, so läßt sich von vornherein nicht bestimmen, wie viel hiervon zur Vermehrung der Schwingungsarbeit und wie viel zur Verrückung der Moleküle verwandt wird; es kann sein, daß sogar der eine oder andere dieser Theile Null oder negativ ist, wie dies aus frühern Betrachtungen hervorgeht.

Man unterscheidet deßhalb auch bei festen und flüssigen Körpern die isothermische Curve von der isodynamischen, indem man unter letzterer diejenige Curve versteht, nach welcher Druck und Volumen sich ändern, wenn die innere Arbeit (also Schwingungsarbeit und diejenige, welche die Mittellagen der Moleküle verändert) constant erhalten bleibt.

Da nun bei Gasen die Atome fast keine gegenseitige An-

ziehung mehr auf einander ausüben; da mithin auch keine Arbeit nothwendig ist, um sie weiter von oder näher zu einander zu bringen, da also jede äußere Arbeit, welche ein Gas in sich aufnimmt, allein seine Schwingungsarbeit vermehrt: so ist hier die isodynamische Curve mit der isothermischen identisch. Alles also, was von der isothermischen Curve der permanenten Gase gesagt werden kann, hat auch Bezug auf die isodynamische.

Setzen wir in der Formel:

$$Q = 2{,}3026\, A\, v p \log \frac{v}{v_1}$$

oder

$$Q = 2{,}3026 \cdot A\, v_1\, p_1 \log \frac{v}{v_1}$$

statt $v p$ oder $v_1 p_1$ die Werthe aus Gleichung XII (Seite 68), nämlich $R T$ oder $R T_1$, so entsteht:

$$\left.\begin{aligned} Q &= 2{,}3026\, A R T \log \frac{v}{v_1} \\ \text{oder}\quad Q &= 2{,}3026\, A R T_1 \log \frac{p_1}{p} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots \text{XVI}$$

Aus diesen Formeln können wir Q bestimmen, wenn das Anfangs- und Endvolumen oder die Anfangs- und Endpressung, sowie die Temperatur der Luft bekannt ist. Da im vorliegenden Falle $p v = p_1 v_1$ ist, so muß natürlich auch $R T = R T_1$ sein.

Zahlenbeispiel. In einem Cylinder befinde sich 1 Kilogramm Luft von $t_1 = 30^0$ eingeschlossen; welche Arbeit verrichtet dasselbe, wenn es sich von dem kleineren Volumen v_1 auf das größere $v = \frac{4}{3} v_1$ ausdehnt, und wie viele Wärmeeinheiten (Q) sind dabei der Luft zuzuführen?

Wir haben:

$$L = 2{,}3026\, R T_1 \log \frac{\frac{4}{3} v_1}{v_1} = 2{,}3026\, R T_1 \log \frac{4}{3} \cdot$$

Oder, nach Substitution der bestimmten Zahlen:

$L = 2,3026 \cdot 29,272\,(273 + 30) \cdot 0,125 = 2549$ Meterkilogramm.

Da nun $\frac{Q}{A} = L$, also $Q = A\,L$ ist, so erhalten wir für Q:

$\frac{1}{424} \cdot 2549 = 6,012$ Wärmeeinheiten.

Adiabatische Curve.

Dehnt sich ein Gas arbeitsverrichtend aus, ohne daß ihm von Außen Wärme zugeführt wird, so kann die äußere Arbeit nur auf Kosten der Schwingungsarbeit oder der Temperatur geleistet werden. Sowie aber die letztere abnimmt, sinkt auch die Expansivkraft. Demnach nimmt diese aus zweierlei Gründen ab; einmal wegen Vergrößerung des Volumens und sodann wegen Verminderung der Temperatur.

Daher erhellet leicht, daß im vorliegenden Falle die Arbeit des Gases, bei derselben Ausdehnung wie vorhin, kleiner sein muß.

Ist v_1 das specifische Volumen einer Luftmasse und p_1 deren Spannung; ferner v dasjenige nach der Ausdehnung derselben und p die zugehörige Expansivkraft, so hat man nun nicht mehr, wie nach dem Mariotte'schen Gesetze:

$$v_1 : v = p : p_1,$$

sondern, wie dies Poisson zuerst bewiesen hat:

$$v_1^{1,41} : v^{1,41} = p : p_1;$$

$$\text{oder } v_1^{1,41} \times p_1 = v^{1,41} \times p$$

$$\text{oder auch:} \left(\frac{v}{v_1}\right)^{1,41} = \frac{p_1}{p} \cdots\cdots \text{XVII}$$

Dies Gesetz nennt Redtenbacher sehr passend das potenzirte Mariotte'sche Gesetz.

Bedienen wir uns der Logarithmen, so haben wir:

$$1,41 \log \frac{v}{v_1} = \log \frac{p_1}{p}$$

Setzen wir wieder statt 1,41 : k, so erhalten wir:

$$k \log \frac{v}{v_1} = \log \frac{p_1}{p}$$

(Die Zahl 1,41 oder k ist bekanntlich diejenige, mit welcher man die specifische Wärme der Luft bei constantem Volumen zu multipliciren hat, um diejenige bei constantem Drucke zu erhalten.)

Nehmen wir an, das anfängliche Volumen v_1 sei $= 1$ und die Spannung p_1 betrage 1 Atmosphäre, so ergiebt sich die Spannung p, wenn sich die Luft auf das doppelte Volumen $v = 2 v_1$ und auf Kosten ihrer eignen Wärme ausgedehnt hat, aus der Gleichung:

$$1{,}41 \log \frac{2}{1} = \log \frac{1}{p}$$

$$\text{oder } 1{,}41 \times 0{,}3010 = \log \frac{1}{p}$$

$$0{,}42441 = \log \frac{1}{p}$$

$$\frac{1}{p} = \text{num.}\log 0{,}42441 = 2{,}6571,$$

also $p = \frac{1}{2{,}6571} = 0{,}376$ Atmosphären.

Hätte sich die Luft nach dem Mariotte'schen Gesetze ausdehnen können, wäre derselben also soviel Wärme zugeführt worden, daß sich ihre Temperatur nicht verändert hätte, so würde

$$p = 0{,}5 \text{ Atmosphären}$$

betragen haben.

Es läßt sich nun auch leicht berechnen, welche Spannung p die Luft besitzt, wenn sie sich ohne Mittheilung von Wärme auf den drei-, vier- u. s. w. fachen Raum ausdehnt. Werden diese Spannungen wirklich berechnet, die Voluminas auf der Abscissen-Achse AX (Fig. 7) abgetragen und in den Endpunkten derselben Senkrechten errichtet, welche die entsprechenden Spannungen repräsentiren: so stellt die Curve BCDE, welche man erhält, wenn man die Endpunkte der Senkrechten verbindet, das

Gesetz dar, nach welchem die Expansivkraft mit wachsendem Volumen abnimmt. Diese krumme Linie heißt die **adiabatische Curve** der permanenten Gase. Man sieht, daß sich dieselbe ungleich schneller der Abscissen-Achse nähert, als die isothermische oder isodynamische, die wir in unserer Figur punktirt haben. Ermitteln wir nunmehr die Temperatur-Abnahme der Luft während ihrer Ausdehnung.

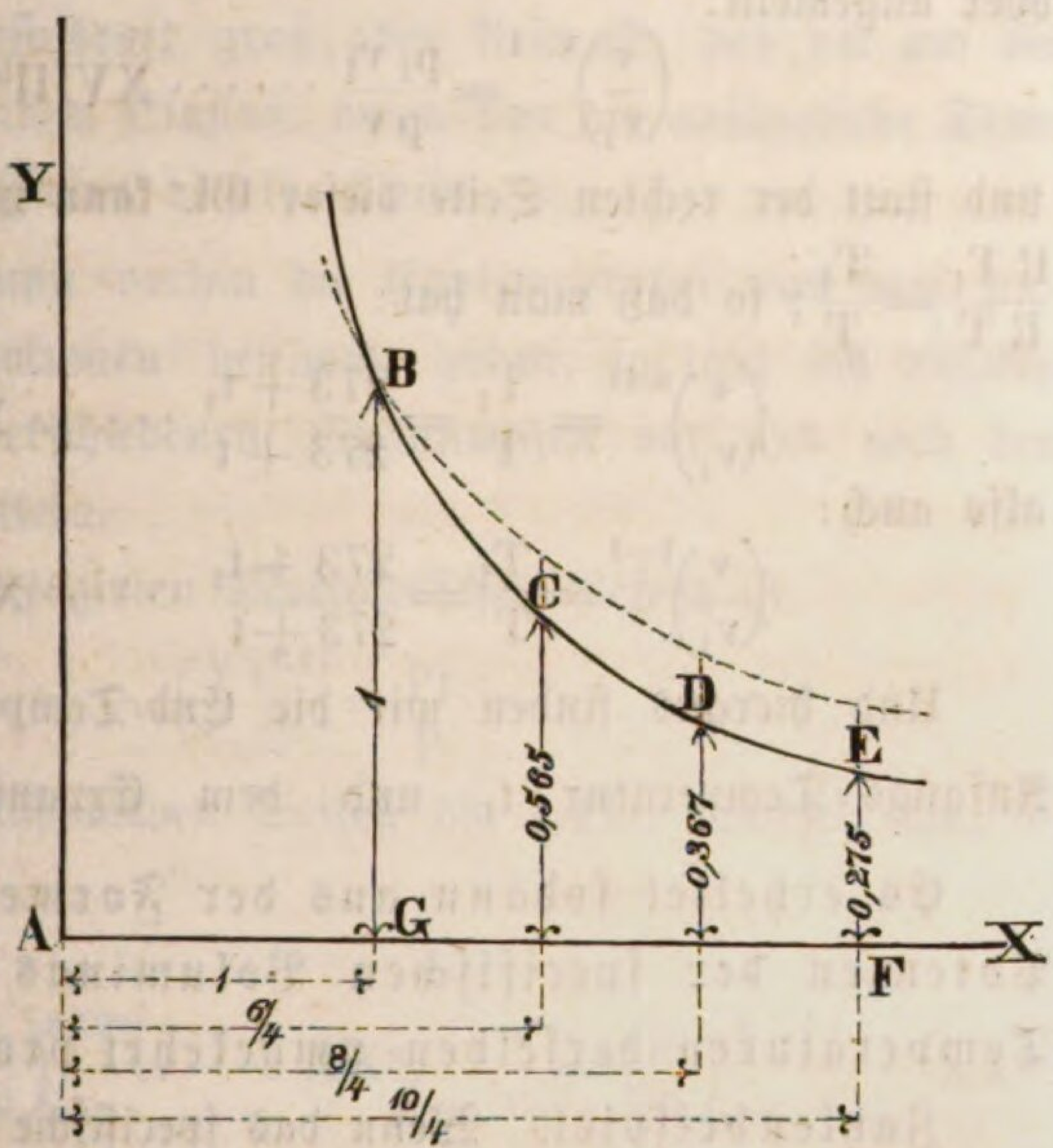


Fig. 7.

Es war nach Seite 68, Gl. XII

$$p\,v = R \cdot T$$

oder $p_1 v_1 = R\,T_1$ 2c.,

wo T und T_1 die absoluten Temperaturen der Voluminas v und v_1 bezeichnen.

Multiplicirt man nun die Gl. XVII

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{1,41} = \frac{p_1}{p}$$

oder

$$\frac{v^{1,41}}{v_1^{1,41}} = \frac{p_1}{p}$$

mit v_1 und dividirt sie durch v, so erhält man:

$$\frac{v_1 \cdot v^{1,41}}{v \cdot v_1^{1,41}} = \frac{p_1\,v_1}{p\,v}$$

oder $\left(\frac{v}{v_1}\right)^{0,41} = \frac{p_1 v_1}{p v}$ ...... XVIII[a],

oder allgemein:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{p_1 v_1}{p v} \text{ ...... XVIII}^b$$

und statt der rechten Seite dieser Gl. kann man nun setzen: $\frac{R T_1}{R T} = \frac{T_1}{T}$; so daß man hat:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{0,41} = \frac{T_1}{T} = \frac{273 + t_1}{273 + t} \text{ ...... XIX}^a$$

also auch:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{T_1}{T} = \frac{273 + t_1}{273 + t} \text{ ...... XIX}^b.$$

Und hieraus finden wir die End-Temperatur t aus der Anfangs-Temperatur t_1 und dem Expansionsverhältniß $\frac{v}{v_1}$

Es erhellet sodann aus der Formel, daß die 0,41-Potenzen der specifischen Voluminas den absoluten Temperaturen derselben umgekehrt proportional sind.

Zahlenbeispiel. Wenn das specifische Volumen (v_1) der Luft eine Temperatur (t_1) von 30° besitzt, welches wird die Temperatur (t) desselben sein, wenn es sich auf den doppelten Raum ($v = 2 v_1$) arbeitsverrichtend ausgedehnt hat?

Es ist:

$$\left(\frac{2 v_1}{v_1}\right)^{0,41} = \frac{273 + 30}{273 + t}$$

oder

$$2^{0,41} = \frac{303}{273 + t}$$

$$1,3286\,(273 + t) = 303$$

$$362,7078 + 1,3286 \cdot t = 303$$

$$1,3286\,t = -59,7078$$

$$t = -44,9^0.$$

Da in der Formel $\left(\frac{v}{v_1}\right)^{0,41} = \frac{T_1}{T}$ die Expansivkraft p oder p_1 gar nicht vorkommt, so wird also auch die Endtemperatur

allein von der Anfangstemperatur und dem Expansionsverhältnisse abhängen; ob also das specifische Volumen klein oder groß, mithin die Expansivkraft groß oder klein ist, das hat auf die Endtemperatur keinen Einfluß, wenn nur die anfängliche Temperatur in allen Fällen dieselbe bleibt.

Sowie wir nun vorhin die Endtemperatur aus dem Anfangs- und Endvolumen bestimmt haben, so läßt sich dieselbe auch aus den verschiedenen Spannungen vor und nach der Ausdehnung ermitteln.

Nach dem potenzirten Mariotte'schen Gesetze ist:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{1,41} = \frac{p_1}{p}.$$

Zieht man auf beiden Seiten die 1,41 . Wurzel aus, so entsteht:

$$\frac{v}{v_1} = \frac{p_1^{\frac{1}{1,41}}}{p^{\frac{1}{1,41}}} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0,7093} \cdots\cdots XX^a, \qquad \frac{v}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{1}{k}} \cdots\cdots XX^b$$

und multiplicirt man die Zähler mit p und die Nenner mit p_1, so erhält man:

$$\frac{v\,p}{v_1\,p_1} = \frac{p \cdot p_1^{\,0,7093}}{p_1 \cdot p^{\,0,7093}} =$$

oder

$$\frac{v\,p}{p_1\,v_1} = \frac{p^{\,0,2907}}{p_1^{\,0,2907}}, \quad \frac{v\,p}{v_1\,p_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

mithin auch:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907} = \frac{273+t}{273+t_1} \cdots\cdots XXI^a$$

oder allgemeiner:

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T}{T_1} \cdots\cdots XXI^b$$

Demnach sind die 0,2907 . Potenzen der Span-

nungen den absoluten Temperaturen direct proportional.

Zahlenbeispiel. In einem Cylinder befinde sich die Gewichtseinheit Gas (atmosphärische Luft) von ($p_1 =$) $1\frac{1}{2}$ Atmosphären Spannung und ($t_1 =$) 30^0 Temperatur eingeschlossen; welche Temperatur (t) wird dieselbe besitzen, wenn sie sich bis auf ($p =$) 1 Atmosphäre Spannung ausgedehnt hat?

Es ist nach der letzten Formel XXI[a]:

$$\left(\frac{1}{\frac{3}{2}}\right)^{0,2907} = \frac{273 + t}{273 + 30}$$

$$\left(\frac{2}{3}\right)^{0,2907} = \frac{273 + t}{303}$$

$$0,8888 = \frac{273 + t}{303}$$

$$273 + t = 269,306$$

$$t = -3,694^0$$

oder in runder Zahl: $t = -3,7^0$.

Die Temperatur sinkt demnach um $33,7^0$.

Aus der Gl. XX[a]:

$$\frac{v}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0,7093}$$

erhält man nun auch sofort das Expansionsverhältniß, d. h. das Verhältniß, in welchem das anfängliche Volumen v_1 zum Endvolumen v steht. Es ist:

$$\frac{v}{v_1} = \left(\frac{3}{2}\right)^{0,7093}$$

$$\frac{v}{v_1} = 1,333 \cdots\cdots = \frac{4}{3}$$

Während also die Spannung im Verhältniß von 3 : 2 sinkt, nimmt das Volumen nur im Verhältniß von 3 : 4 zu.

Aeußere Arbeit, welche die Luft bei ihrer Ausdehnung nach der adiabatischen Curve verrichtet.

Es entsteht nunmehr die Frage, welche Arbeit verrichtet

die Luft, wenn sie sich ohne Zuführung von Wärme arbeitsverrichtend ausdehnt?

Da die Ausdehnung nur auf Kosten der Schwingungsarbeit oder der Temperatur stattfindet, so muß man die verrichtete Arbeit nothwendig aus der Anfangs- und Endtemperatur ermitteln können.

Wir hörten früher (Seite 58), daß man, um allein die Schwingungsarbeit der Luft zu vermehren oder um ihre Temperatur bei constantem Volumen zu vergrößern, für die Gewichtseinheit und jeden Grad Erwärmung 0,16847 Wärmeeinheiten nöthig habe. Diese Wärme nannten wir: die specifische Wärme bei constantem Volumen. Ebenso haben wir nun, wenn die Luft unter constantem Volumen um 1^0 abgekühlt werden soll, 0,16847 Wärmeeinheiten jedem Kilogramm zu entziehen. — Eine Wärme von 0,16847 Wärmeeinheiten entspricht aber einer mechanischen Arbeit von

$$0{,}16847 \times 424 \text{ Meterkilogramm,}$$

und diese Arbeit muß umgekehrt nach außen abgegeben werden, wenn die Gewichtseinheit Luft auf Kosten ihrer eignen Wärme sich um 1^0 abkühlt.

Da wir die specifische Wärme bei constantem Volumen, also die Zahl 0,16847 allgemein mit c, und das mechanische Wärme-Aequivalent (424 Meterkilogramm) mit $\frac{1}{A}$ bezeichnet haben, so ist jene gelieferte Arbeit auch

$$c \cdot \frac{1}{A} = \frac{c}{A} \text{ Meterkilogramm.}$$

Hat also das specifische Luftvolumen die Temperatur t_1, mithin die absolute $273 + t_1$, so ist seine ihm innewohnende Schwingungsarbeit (U_1):

$$U_1 = \frac{c}{A}(273 + t_1) \text{ Meterkilogramm.}$$

Beträgt nun, nachdem sich dasselbe unter Ueberwindung

eines äußern Druckes, der in jedem Augenblicke um ein unendlich Kleines kleiner ist, als der Gasdruck, allmälig ausgedehnt hat, seine Temperatur nach der Ausdehnung t (wobei t also kleiner als t_1 ist), so wird nunmehr seine innere Arbeit (U) nur noch sein:

$$U = \frac{c}{A}(273 + t) \text{ Meterkilogramm.}$$

Die verloren gegangene innere Arbeit wird also betragen:

$$U_1 - U = \frac{c}{A}(273 + t_1) - \frac{c}{A}(273 + t)$$

$$= \frac{c}{A}\Big((273 + t_1) - (273 + t)\Big) = \frac{c}{A}(t_1 - t) \text{ Meterkilogramm,}$$

und dies ist natürlich auch die geleistete äußere Arbeit. Bezeichnen wir dieselbe mit L, so haben wir:

$$L = \frac{c}{A}(t_1 - t) \cdots\cdots \text{XXII}^a$$

oder auch:

$$L = \frac{c}{A}(T_1 - T) \cdots\cdots \text{XXII}^b$$

$$= 71{,}431\,(t_1 - t) \text{ Meterkilogramm.}$$

Es ist also jene Arbeit dem Unterschied zwischen der Anfangs- und Endtemperatur proportional, wie man auch wohl von vornherein vermuthen konnte.

Die Fläche BCDEFG (Fig. 7), welche von der adiabatischen Curve BCDE und den Ordinaten BG und EF begrenzt ist, repräsentirt die bei der Ausdehnung verrichtete äußere Arbeit oder die Abnahme der Schwingungsarbeit.

Die Endtemperatur t in der letzten Formel ergiebt sich aus der Gl. XIX^a: $\left(\frac{v}{v_1}\right)^{0{,}41} = \frac{273 + t_1}{273 + t}$ (Seite 82) oder aus der Gl. XXI^a: $\left(\frac{p}{p_1}\right)^{0{,}2907} = \frac{273 + t}{273 + t_1}$ (Seite 83).

Ist Q die Zahl der verschwundenen Wärmeeinheiten, so hat man auch:

$$L = \frac{1}{A} \cdot Q;$$

demnach wäre

$$L = \frac{1}{A} \cdot Q = \frac{c}{A}(t_1 - t)$$

oder

$$Q = c(t_1 - t) \text{ Calorien} \cdots\cdots \text{XXIII.}$$

Wird L, also die verrichtete äußere Arbeit, gleich 0, hat also die Luft bei ihrer Ausdehnung keine Arbeit zu verrichten; lastet auf ihr kein äußerer Druck: so hat man:

$$0 = \frac{c}{A}(t_1 - t)$$

$$\text{oder } 0 = t_1 - t$$

$$\text{d. h. } t = t_1;$$

oder mit andern Worten: die Endtemperatur ist der Anfangstemperatur vollkommen gleich; es verändert sich die Temperatur der Luft nicht, wie dies ja auch die Versuche von Joule (Seite 13) deutlich bewiesen haben.

Zahlenbeispiel. Welche Arbeit verrichtet die Luft in dem letzten Beispiele, Seite 83, wenn sie sich bei ihrer Ausdehnung von $+30$ auf $-3{,}7^0$ abkühlt?

Es ist hier $t_1 - t = 33{,}7^0$, daher

$$L = 71{,}431 \times 33{,}7 = 2407{,}225 \text{ Meterkilogramm.}$$

Die Zahl der verschwundenen Wärmeeinheiten (Q) beträgt:

$$0{,}16847 \cdot 33{,}7 = 5{,}6774.$$

Wir sind nun auch im Stande, die Arbeit L direct aus dem Anfangs- und Endvolumen, sowie aus der Spannung vor und nach der Ausdehnung zu berechnen.

Es ist nämlich:

$$L = \frac{c}{A}(273 + t_1) - \frac{c}{A}(273 + t).$$

Dividirt man nun die ganze Gl. durch $273 + t_1$, so entsteht:

$$\frac{L}{273 + t_1} = \frac{c}{A} - \frac{c}{A} \cdot \frac{273 + t}{273 + t_1}.$$

Der Factor rechts ist aber nach Formel XXI[a] Seite 83: $= \left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907}$, und da $R(273 + t_1) = v_1 p_1$, also $273 + t_1 = \frac{v_1 p_1}{R}$

ist, so hat man:

$$\frac{L R}{v_1 p_1} = \frac{c}{A} - \frac{c}{A}\left(\frac{p}{p_1}\right)^{0.2907}$$

oder $L = \frac{c}{A R} v_1 p_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{0.2907}\right] \cdots\cdots$ XXIV[a].

Da auch nach Gl. XIX[a] $\frac{273 + t}{273 + t_1} = \left(\frac{v_1}{v}\right)^{0.41}$ ist, so kann man auch schreiben:

$$L = \frac{c}{A R} v_1 p_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v}\right)^{0.41}\right] \cdots\cdots \text{XXIV}^b.$$

Zusammendrückung der Luft, wenn Wärme weder zu- noch abgeführt wird.

Drückt man die Luft zusammen, so finden die entgegengesetzten Erscheinungen statt. Die auf die Zusammendrückung verwendete Arbeit wird in Wärme umgesetzt. Sie dient also zur Vergrößerung der inneren oder Schwingungsarbeit. Die Expansion der Luft steigert sich deßhalb aus zweierlei Gründen. Einmal wird dieselbe durch die Zusammendrückung dichter, es stoßen also, nach der Hypothese über die Constitution der Gase, die Atome oder Moleküle des abgeschlossenen Luftvolumens in derselben Zeit häufiger gegen den Kolben, der die Zusammendrückung bewirkt, und führen dadurch eine größere Spannung herbei; sodann wird auch ihre lebendige Kraft, oder, da ihr Gewicht dasselbe bleibt, ihre Geschwindigkeit durch die aufgenommene oder in Wärme umgesetzte Arbeit vermehrt, was eine abermalige Vergrößerung der Expansivkraft zur Folge hat. Letztere muß demnach nach demselben Gesetze gesteigert werden, nach welchem sie vorhin vermindert wurde.

Daß die Luft bei der Zusammendrückung erwärmt wird, ist eine längst bekannte Thatsache. Es beruht darauf die Einrichtung eines Apparates, der in der Physik den Namen „pneumatisches Feuerzeug" führt. Dasselbe besteht aus einem

gläsernen oder metallnen Cylinder, in welchem sich ein Kolben luftdicht bewegen kann. An die untere Fläche des Kolbens wird ein Stückchen Schwamm befestigt. Wird nun der Kolben schnell gegen den Boden des Cylinders gedrückt, die Luft zwischen Boden und Kolben also schnell comprimirt, so entsteht eine derartige Erhitzung, daß sich der Schwamm entzündet.

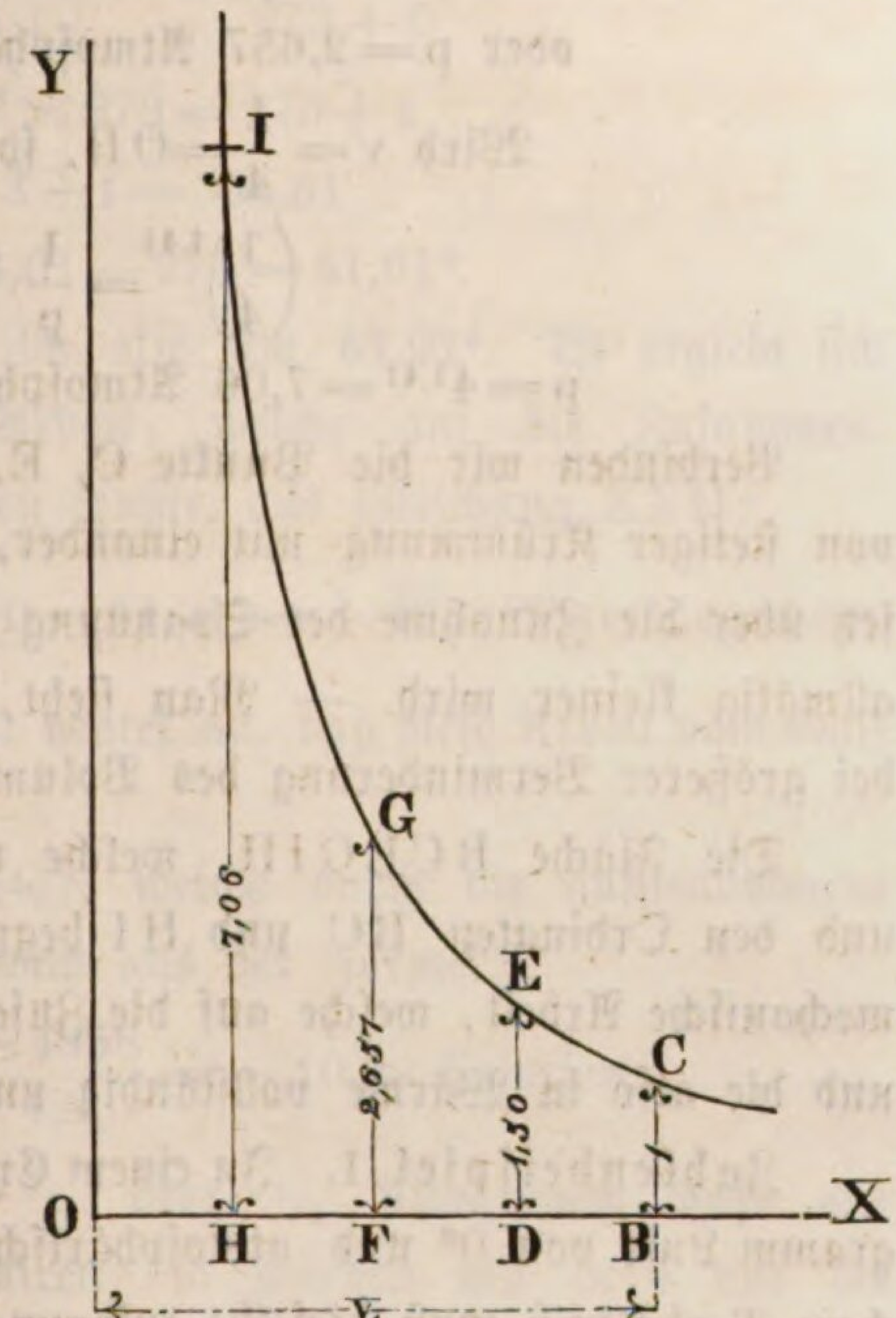


Fig. 8.

Bezeichnen wir das in einem Cylinder eingeschlossene specifische Luftvolumen mit v_1, die Spannung mit p_1; ist ferner v das Volumen und p die Spannung desselben nach der Zusammendrückung, so besteht also zufolge des potenzirten Mariotte'schen Gesetzes zwischen diesen Größen folgende Relation:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{1,41} = \frac{p_1}{p}.$$

Es sei nun $OB = v_1 = 1$, Fig. 8, das eingeschlossene Luftvolumen, p_1 dessen Expansivkraft = 1 Atmosphäre. Drücken wir die Luft auf $^3/_4$ ihres Raumes zusammen, machen wir also $v = {}^3/_4 = OD$, so entsteht:

$$\left(\frac{3}{4}\right)^{1,41} = \frac{1}{p}$$

oder $3^{1,41}\,p = 4^{1,41}$

also $p = \left(\frac{4}{3}\right)^{1,41} = 1,5$ Atmosphären $= DE$.

$$\text{Für } v = \frac{1}{2} = OF, \text{ ist:}$$

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{1{,}41} = \frac{1}{p}$$

$$p = 2^{1{,}40}$$

$$\text{oder } p = 2{,}657 \text{ Atmosphären} = FG.$$

$$\text{Wird } v = \frac{1}{4} = OH, \text{ so ergiebt sich:}$$

$$\left(\frac{1}{4}\right)^{1{,}41} = \frac{1}{p}$$

$$p = 4^{1{,}41} = 7{,}06 \text{ Atmosphären} = HI.$$

Verbinden wir die Punkte C, E, G, I durch eine Curve von stetiger Krümmung mit einander, so drückt diese das Gesetz über die Zunahme der Spannung aus, wenn das Volumen allmälig kleiner wird. — Man sieht, wie schnell diese Curve bei größerer Verminderung des Volumens steigt.

Die Fläche BCEGIH, welche von der krummen Linie und den Ordinaten BC und HI begrenzt ist, repräsentirt die mechanische Arbeit, welche auf die Zusammendrückung verwandt und die also in Wärme vollständig umgesetzt ist.

Zahlenbeispiel 1. In einem Cylinder befinde sich 1 Kilogramm Luft von 0° und atmosphärischer Spannung. In welchem Verhältniß muß dieselbe zusammengedrückt werden, damit die Spannung 2 Atmosphären betrage; wie stark erhitzt sich dabei die Luft; welche Arbeit muß auf die Zusammendrückung verwandt werden, und wie viele Calorien werden dabei frei?

Es ist nach Gl. XX^a:

$$\frac{v}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0.7093} = \left(\frac{1}{2}\right)^{0{,}7093}$$

$$v = 0{,}61188 \cdot v_1$$

Da v_1 das Volumen bei 0° ist und $\frac{1}{1{,}29318} = 0{,}773$ Kubikmeter beträgt, so hat man für v: $0{,}773 \times 0{,}61188 = 0{,}4731$ Kubikmeter.

Die Endtemperatur (t) findet sich nach Gleichung XXI[a]:

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907} = \frac{273 + t}{273 + t_1}$$

$$\text{oder } \left(\frac{2}{1}\right)^{0,2907} = \frac{273 + t}{273 + 0}$$

$$2^{0,2907} \times 273 = 273 + t$$

$$273 + t = 334,01$$

$$t = 334,01 - 273 = 61,01^0.$$

Die Luft erwärmt sich also um 61,01°. Es ergiebt sich ferner die mechanische Arbeit, welche auf die Zusammendrückung verwendet werden mußte, aus Gleichung XXII:

$$L = \frac{c}{A}(t_1 - t) = 71,431\,(0 - 61,01) = -4358 \text{ Meterkilogramm.}$$

Das negative Zeichen deutet an, daß diese Arbeit vom Gase aufgenommen worden ist.

Die Wärmemenge (Q), welche durch die aufgenommene Arbeit frei wird, erhält man aus der Formel:

$$Q = A \cdot L = \frac{-4358}{424} = -10,28 \text{ Calorien.}$$

Wollten wir nur $1/_2$ oder $1/_4$ Kilogramm Luft auf 2 Atmosphären comprimiren, so würden wir dazu nur die Hälfte oder den vierten Theil der Arbeit nothwendig haben, und es würde auch nur die Hälfte oder der vierte Theil der Wärme frei werden, während die Temperatur=Erhöhung offenbar dieselbe bliebe; denn letztere hängt allein von dem Expansionsverhältniß ab.

Zahlenbeispiel 2. Wenn eine calorische Maschine pro Hub $1/_4$ Kilogramm Luft von 10° und 1 Atmosphäre Spannung auf 4 Atmosphären comprimirte, welche mechanische Arbeit würde hierzu erforderlich sein, und wie stark würde die Luft dabei jedesmal erwärmt werden?

Wir haben wieder nach Gleichung XXI[a]:

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907} = \frac{273 + t}{273 + t_1}$$

oder

$$\left(\frac{4}{1}\right)^{0,2907} = \frac{273 + t}{273 + 10}$$

$$t = -273 + 283 \cdot 4^{0,2907}$$

$$t = -273 + 423,62 = 150,62^{0}.$$

Die mechanische Arbeit beträgt:

$$L = {}^{1}/_{4}\, \frac{c}{A} (t_1 - t) = \frac{71,431}{4} (10 - 150,62)$$

$$= 17,86 \times -140,62 = -2511,47 \text{ Meterkilogramm.}$$

Sollte diese Arbeit in 1 Secunde ausgeführt werden, so würden dazu $\frac{2511,47}{75} = 33,48$ Pferdekräfte erforderlich sein.

Würde die so comprimirte Luft noch um 273° in einem eingeschlossenen Raume erwärmt, so müßte ihre Expansivkraft auf das Doppelte, also auf 8 Atmosphären steigen. Es betrüge dann die Temperatur nach der Erwärmung $273 + 150,62 = 423,62^{0}$.

Welche mechanische Arbeit könnte diese Luft nun leisten, wenn sie wieder bis auf 1 Atmosphäre expandiren und auf 10° erkalten sollte?

Man hätte:

$$L = \frac{1}{4} \cdot \frac{c}{A} (t_1 - t) = {}^{1}/_{4} \cdot 71,431 (423,62 - 10)$$

$$= 17,86 \times 413,62 = 7387,25 \text{ Meterkilogramm.}$$

Oder, wenn diese Arbeit pro Secunde ausgeführt werden sollte: $\frac{7387,25}{75} = 98,5$ Pferdekräfte.

Die Compression der Luft verschlänge also stark $^{1}/_{3}$ von der rohen Arbeit der Maschine. Nehmen wir an, die gesammten Reibungswiderstände beliefen sich auf 40% der rohen Leistung, so betrügen die Gesammt-Verluste $40 + 33^{1}/_{3} = 73^{1}/_{3}$ %; so daß demnach nur $26^{2}/_{3}$ % als Netto-Leistung für den Betrieb

der Arbeitsmaschinen übrig blieben. Vielleicht würde in den meisten Fällen der Wirkungsgrad noch etwas geringer sein.

Ueberführung der Luft von einer adiabatischen Curve zu einer andern.

Es soll nun noch ein für die Wärmelehre sehr wichtiger Satz abgeleitet werden, der besonders auch im folgenden Abschnitte Anwendung finden wird.

Wir denken uns, das specifische Luftvolumen v_1 mit der Spannung p_1 und der absoluten Temperatur T_1 werde so zusammengedrückt, daß ihm weder Wärme mitgetheilt noch entzogen wird. Die Zusammendrückung erfolge also nach der adiabatischen Curve AA (Fig. 9) oder, wie wir sagen wollen, diese Curve repräsentire das Gesetz der Zustandsänderung der Luft. Ist das Volumen $Ov_1 = v_1$ auf das $Ov_2 = v_2$ zusammengedrückt, so sei p_2 die Spannung und T_2 die absolute Temperatur desselben; und beträgt das Volumen nur noch $Ov_3 = v_3$, so möge p_3 die Spannung und T_3 die absolute Temperatur darstellen.

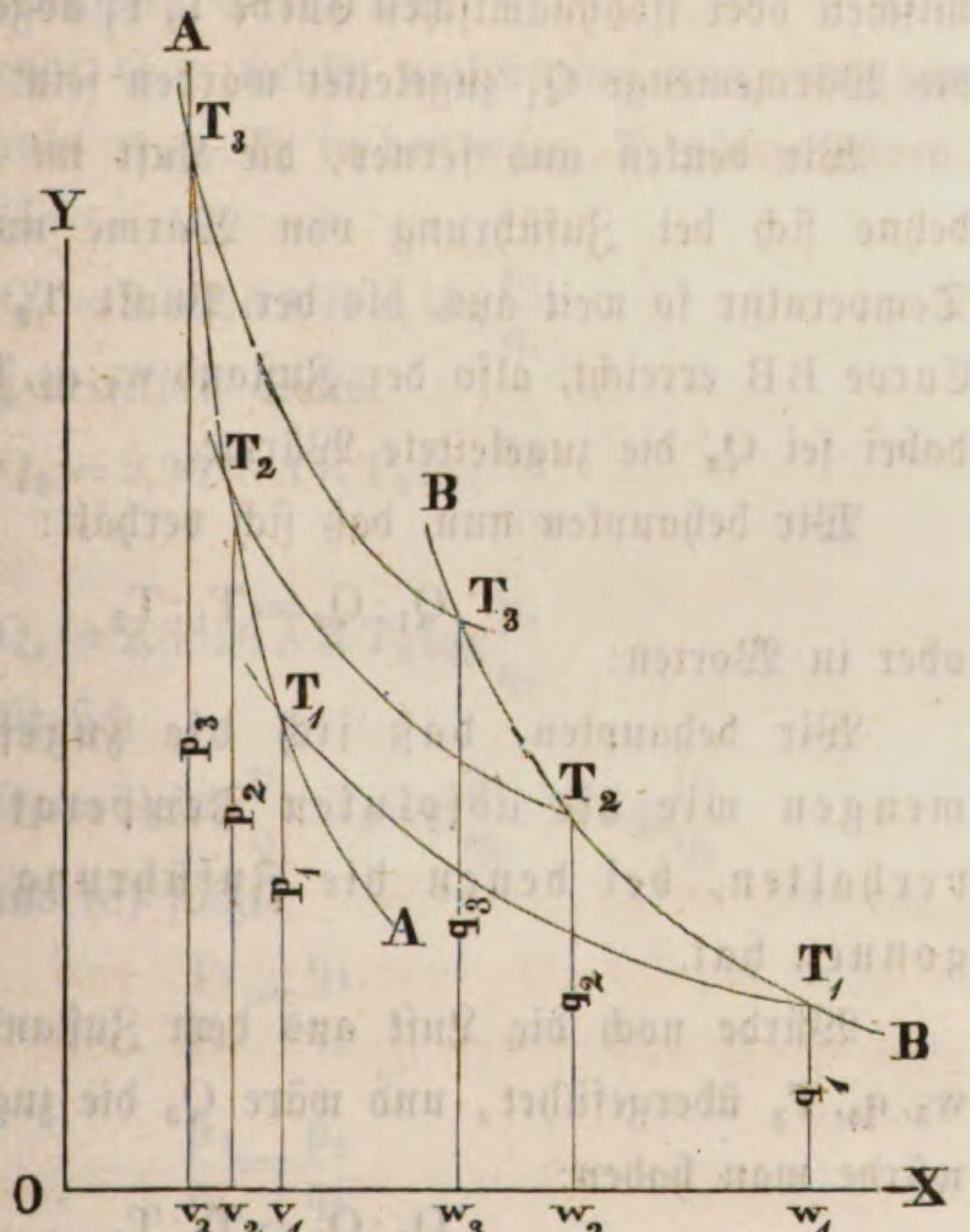


Fig. 9.

Nunmehr denken wir uns, die Luft vom Volumen v_1, der Spannung p_1 und der absoluten Temperatur T_1, oder, wie wir kurz sagen wollen, vom Zustande v_1, p_1, T_1 werde jetzt unter Zuführung von Wärme auf das Volumen w_1 ausgedehnt, so daß die absolute Temperatur T_1 dieselbe bleibe; die Spannung p_1 mag dabei auf die q_1 sinken.

Das Luftvolumen w_1 werde nun wieder so comprimirt, daß die Spannung nach der adiabatischen Curve BB zunimmt.

Bei dem Uebergange der Luft aus dem Zustande v_1, p_1, T_1 in den w_1, q_1, T_1 (wobei also die Spannung nach der isothermischen oder isodynamischen Curve $T_1 T_1$ abgenommen hat) möge die Wärmemenge Q_1 zugeleitet worden sein.

Wir denken uns ferner, die Luft im Zustande v_2, p_2, T_2 dehne sich bei Zuführung von Wärme und unter constanter Temperatur so weit aus, bis der Punkt T_2 in der adiabatischen Curve BB erreicht, also der Zustand w_2, q_2, T_2 hergestellt werde; dabei sei Q_2 die zugeleitete Wärme.

Wir behaupten nun, daß sich verhält:

$$Q_1 : Q_2 = T_1 : T_2$$

oder in Worten:

Wir behaupten, daß sich die zugeführten Wärmemengen wie die absoluten Temperaturen T_1 und T_2 verhalten, bei denen die Zuführung der Wärme begonnen hat.

Würde noch die Luft aus dem Zustande v_3, p_3, T_3 in den w_3, q_3, T_3 übergeführt, und wäre Q_3 die zugeleitete Wärme, so würde man haben:

$$Q_2 : Q_3 = T_2 : T_3.$$

Es würde also überhaupt folgende Proportion stattfinden:

$$Q_1 : Q_2 : Q_3 = T_1 : T_2 : T_3.$$

Suchen wir dies zu beweisen.

Das Gesetz der adiabatischen Curve AA ist offenbar durch

die Gl. XXI^a:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{0,2907} = \frac{T_2}{T_1} \ldots\ldots (a)$$

oder durch die Gl.

$$\left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{0,2907} = \frac{T_3}{T_1} \ldots\ldots (b)$$

bestimmt; und ebenso bezeichnen die Gleichungen:

$$\left(\frac{q_2}{q_1}\right)^{0,2907} = \frac{T_2}{T_1} \ldots\ldots (c)$$

und

$$\left(\frac{q_3}{q_1}\right)^{0,2907} = \frac{T_3}{T_1} \ldots\ldots (d)$$

das Gesetz der adiabatischen Curve BB.

Die Wärmemenge Q_1, welche nothwendig war, um das Gas aus dem Zustande v_1, p_1, T_1 in den w_1, q_1, T_1 überzuführen, ist nach Formel XVI:

$$Q_1 = 2{,}3026\, A\, R\, T_1 \log \frac{p_1}{q_1}$$

Ebenso ist nach derselben Seite:

$$Q_2 = 2{,}3026\, A\, R\, T_2 \log \frac{p_2}{q_2}$$

und

$$Q_3 = 2{,}3026\, A\, R\, T_3 \log \frac{p_3}{q_3}$$

Demnach verhält sich:

$$Q_1 : Q_2 : Q_3 = T_1 \log \frac{p_1}{q_1} : T_2 \log \frac{p_2}{q_2} : T_3 \log \frac{p_3}{q_3}.$$

Aus Gl. (a) und (c) folgt:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{q_2}{q_1}$$

oder

$$\frac{p_1}{q_1} = \frac{p_2}{q_2}$$

Ebenso ergiebt sich aus (b) und (d)

$$\frac{p_1}{q_1} = \frac{p_3}{q_3};$$

es ist also überhaupt:

$$\frac{p_1}{q_1} = \frac{p_2}{q_2} = \frac{p_3}{q_3}.$$

Demnach sind in der letzten Proportion die Logarithmen der Quotienten $\frac{p_1}{q_1}, \frac{p_2}{q_2}, \frac{p_3}{q_3}$ einander gleich, und man hat:

$$Q_1 : Q_2 : Q_3 = T_1 : T_2 : T_3,$$

was zu erweisen war.

Wenn man also den Zustand der Luft, der durch einen Punkt einer adiabatischen Curve bestimmt ist, durch Zuführung von Wärme und unter constanter Temperatur in einen andern Zustand überführen will, der auf einer andern adiabatischen Curve liegt, so ist die zuzuführende Wärmemenge der Temperatur proportinal.*)

Aus der Proportion:

$$Q_1 : Q_2 : Q_3 = T_1 : T_2 : T_3$$

folgt auch:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_3}{T_3} \text{ ꝛc. } \ldots\ldots \text{ XXV.}$$

Gleichungen für die Ausdehnung der Luft unter constantem Drucke.

Am Schluße dieses Abschnittes wollen wir nun noch den Fall betrachten, wo sich das specifische Luftvolumen bei der Erwärmung unter constantem Drucke ($p = p_1$) ausdehnt. Die zugeführte Wärme dient hier 1. zur Vermehrung der Schwingungsarbeit und 2. zur Verrichtung äußerer Arbeit.

Es sei im Anfange der Erwärmung das Volumen v_1, die Spannung p_1 und die Temperatur t_1; nach der Ausdehnung

---

*) Wir werden später zeigen, daß dieser Satz auch dann Gültigkeit hat, wenn die Curven $T_1 T_1$, $T_2 T_2$, $T_3 T_3$ (Fig. 9) keine isothermische Curven, sondern wenn es nur solche gleicher Art sind, d. h. solche denen dasselbe Aenderungsgesetz zu Grunde liegt.

sei das Volumen v und die Temperatur t; alsdann beträgt nach Seite 86 die Vermehrung der innern Arbeit:

$$U = \frac{c}{A}(t - t_1)$$

Es bezeichne nun $Ov_1 = v_1$ (Fig. 10) das Volumen am Anfange und $Ov = v$ das am Ende der Ausdehnung, so wird die vom Gase verrichtete äußere Arbeit (L_1) durch das Rechteck $v_1 A B v$ oder durch die Differenz der Producte:

$$p v - p v_1 = p v - p_1 v_1$$

dargestellt. Man hat also:

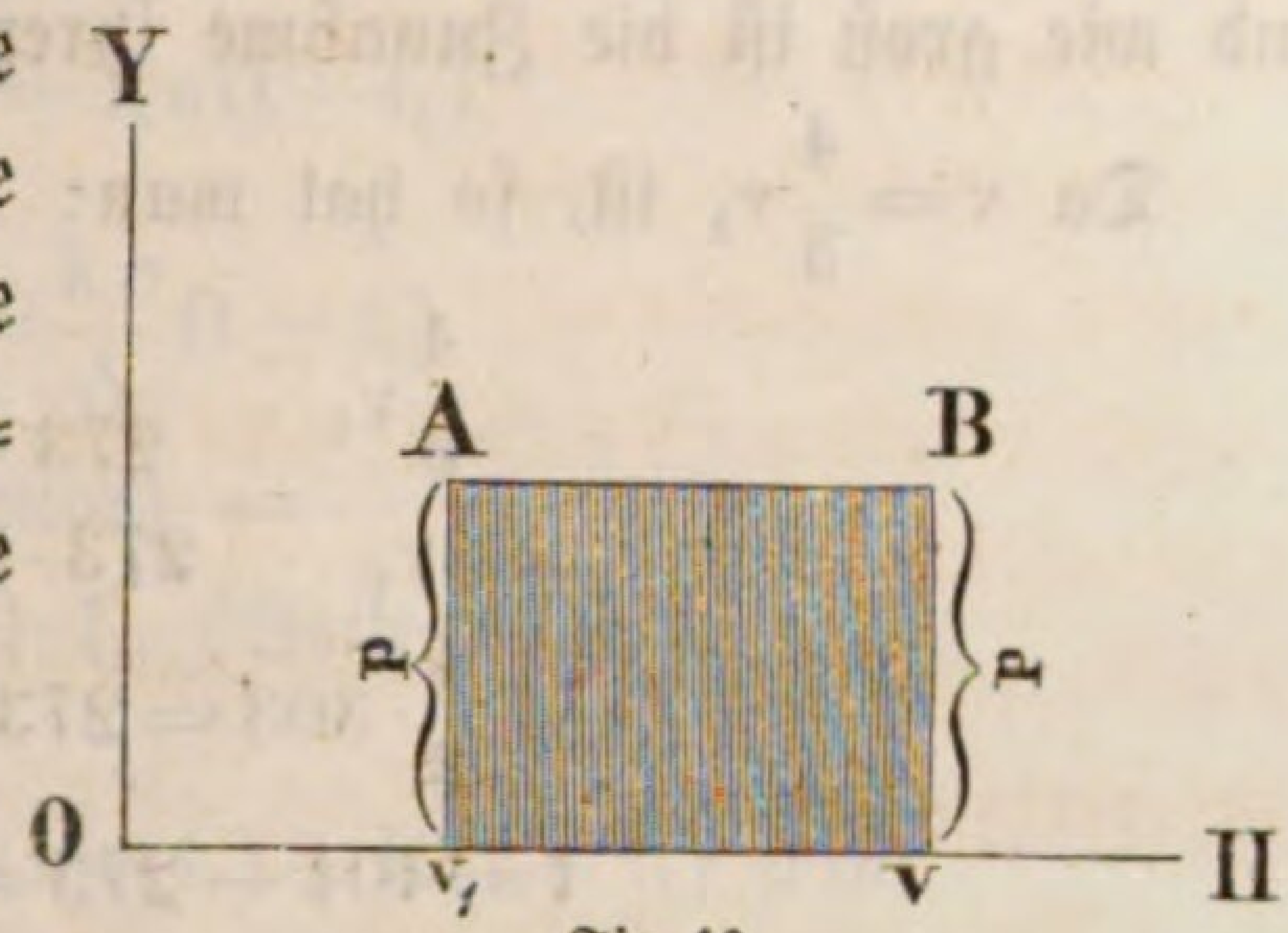


Fig. 10.

$$L_1 = p(v - v_1) = p_1(v - v_1) \ldots\ldots \text{XXVI}$$

oder, da $p v - p_1 v_1 = R(T - T_1) = R(t - t_1)$ ist:

$$L_1 = R(t - t_1) \ldots\ldots \text{XXVII.}$$

Durch diese beiden Gl. sind wir also im Stande, die Vermehrung der innern und die geleistete äußere Arbeit zu berechnen.

Da man in der Regel das Verhältniß zwischen dem End- und Anfangs-Volumen angiebt, so läßt sich aus Früherem leicht die Temperatur t bestimmen, wenn die Ausdehnung vom Volumen v_1 auf das v statt gefunden hat. Es ist nämlich (Seite 67)

$$\frac{v_1 p_1}{273 + t_1} = \frac{v p}{273 + t}$$

oder

$$\frac{v p}{v_1 p_1} = \frac{273 + t}{273 + t_1}$$

Und weil nun in unserm Falle $p = p_1$ ist, so hat man:

$$\frac{v}{v_1} = \frac{273 + t}{273 + t_1}$$

Zahlenbeispiel. In einem Cylinder sei die Gewichts-

einheit Luft von ($t_1 =$) 30^0 eingeschlossen; welche Temperatur besitzt dieselbe, wenn sie sich unter Ueberwindung eines constanten Druckes durch zugeführte Wärme auf $\frac{4}{3}$ ihres Raumes ausgedehnt hat; welche äußere Arbeit hat sie dabei verrichtet und wie groß ist die Zunahme ihrer innern Arbeit?

Da $v = \frac{4}{3} v_1$ ist, so hat man:

$$\frac{\frac{4}{3} v_1}{v_1} = \frac{273 + t}{273 + 30}$$

$$\frac{4}{3} \cdot 303 = 273 + t$$

$$t = 404 - 273 = 131^0.$$

Die Vermehrung der innern Arbeit beträgt:

$U = \frac{c}{A}(131 - 30) = 71{,}431 \times 101 = 7214{,}53$ Meterkilogramm

und die geleistete äußere Arbeit:

$L = R(131 - 30) = 29{,}272 \cdot 101 = 2956{,}47$ Meterkilogramm.

Die zu beiden Arbeiten erforderliche Wärmemenge läßt sich leicht berechnen. Wir wissen aus Früherem, daß das specifische Luftvolumen bei der Erwärmung unter constantem Drucke für jeden Grad Temperatur-Erhöhung 0,23751 Wärmeeinheiten erfordert, nämlich 1,41 mal so viel, als wenn die Luft bei constantem Volumen erwärmt wird. Da wir die specifische Wärme bei constantem Volumen mit c bezeichnet haben, so ist die bei constantem Drucke $1{,}41 \cdot c$, wofür wir allgemein kc gesetzt haben. Wollen wir demnach 1 Kilogramm Luft um $t - t_1{}^0$ bei constantem Drucke erwärmen, so sind

$$Q = kc(t - t_1)$$

Wärmeeinheiten nothwendig.

Für unser Beispiel würde also

$Q = 0{,}23751(131 - 30) = 0{,}23751 \times 101 = 23{,}9885$ Calorien sein.

Die vorstehenden Entwickelungen gestatten uns, noch auf eine allgemeinere Weise, als dies früher geschehen ist, einen Ausdruck für das mechanische Wärme-Aequivalent zu finden.

Die Wärmemenge Q in dem letzten Ausdrucke repräsentirt die Arbeit $A \cdot L$; es ist also

$$AL = kc(t - t_1)$$

oder

$$L = \frac{kc}{A}(t - t_1)$$

Nun muß aber nothwendig

$$L = U + L_1 \text{ (Seite 97)}$$

oder:

$$\frac{kc}{A}(t - t_1) = \frac{c}{A}(t - t_1) + R(t - t_1) \text{ sein,}$$

also, wenn man die ganze Gl. durch $t - t_1$ dividirt:

$$\frac{kc}{A} = \frac{c}{A} + R$$

$$R = (k - 1)\frac{c}{A}$$

oder

$$\frac{1}{A} = \frac{R}{c(k - 1)}$$

Und wenn man statt der allgemeinen Zahlen die bestimmten Werthe nimmt, so entsteht:

$$\frac{1}{A} = \frac{29{,}272}{0{,}16847 \cdot 0{,}41} = \frac{29{,}272}{0{,}0607} = 423{,}8 \text{ Meterkilogramm,}$$

wie wir dies auch schon Seite 59 sehr nahe gefunden haben.

Sechster Abschnitt.

Vom einfachen umkehrbaren Kreisproceß. Erläuterungen dieses Processes durch analoge Sätze der Mechanik.

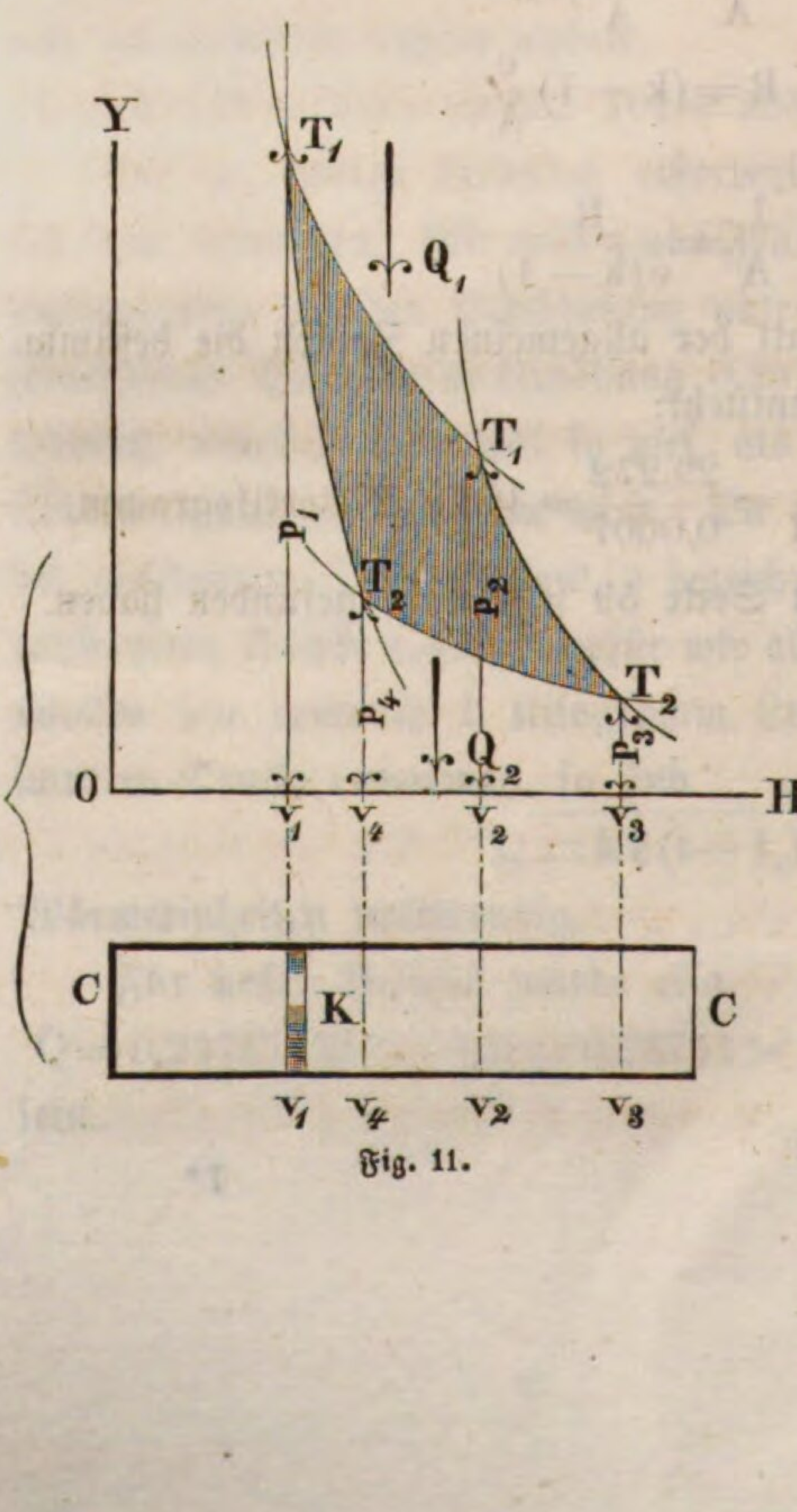


Fig. 11.

In dem Cylinder CC Fig. 11, sei die Gewichtseinheit Luft vom Volumen v_1 der Spannung p_1 und der absoluten Temperatur T_1 eingeschlossen.

Sie dehne sich nun arbeitsverrichtend aus, indem das Volumen $Ov_1 = v_1$ auf das $Ov_2 = v_2$ steigt, die Expansivkraft p_1 aber auf die p_2 sinkt. Weiter werde angenommen, daß die Temperatur T_1 dieselbe

bleibe, wobei also Wärme von außen zugeführt werden muß. Die Ausdehnung erfolgt alsdann nach der isothermischen Linie $T_1 T_1$; die zugeleitete Wärmemenge möge Q_1 sein. Die Fläche $v_1 T_1 T_1 v_2$ repräsentirt somit die geleistete äußere Arbeit.

Nunmehr dehne sich die Luft vom Volumen $O v_2 = v_2$ auf das $O v_3 = v_3$ ebenfalls unter Ueberwindung eines äußern Widerstandes aber ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme aus. Die Ausdehnung erfolgt dann nach der adiabatischen Curve $T_1 T_2$, und die Fläche $T_1 T_2 v_3 v_2$ repräsentirt die vom Gase geleistete äußere Arbeit. Da dieselbe nur auf Kosten der innern Arbeit oder der Temperatur geleistet worden ist, so muß letztere abgenommen haben; sie sei also von T_1 auf T_2 gesunken.

Die bis hierhin von der Luft verrichtete Arbeit wird also durch die Fläche $T_1 T_1 T_2 v_3 v_1 T_1$ dargestellt und die hierzu nothwendige oder zugeleitete Wärmemenge beträgt Q_1 Calorien.

Es werde nun die Luft vom Volumen $O v_3 = v_3$ und der Temperatur T_2 so zusammengedrückt, daß letztere constant erhalten bleibe und das Volumen $O v_3 = v_3$ auf das $O v_4 = V_4$ sinke. Dabei muß man natürlich eine gewisse Wärmemenge Q_2 ableiten; die Zusammendrückung erfolgt dann nach der isothermischen Linie $T_2 T_2$, und die mechanische Arbeit, welche zu der Zusammendrückung erforderlich ist, wird durch die Fläche $T_2 v_3 v_4 T_2$ dargestellt.

Das Volumen $O v_3 = v_3$ möge nun so gewählt sein, daß, wenn die Luft jetzt ohne Wärmemittheilung und Wärmeentziehung (also nach der adiabatischen Curve) auf das Volumen $O v_1 = v_1$ zusammengedrückt wird, der Anfangszustand derselben wieder erreicht werde. In diesem Falle wird dann die von der Luft aufgenommene Arbeit durch die Fläche $v_4 T_2 T_1 v_1$ repräsentirt; die Temperatur steigt von T_2 auf T_1 Grad und die Expansivkraft von der Spannung p_4 auf die p_1.

Einen Proceß der vorliegenden Art nennt man nach Clausius, einen „einfachen umkehrbaren Kreisproceß.

Da, wie eben bemerkt, die von der Luft verrichtete Arbeit durch die Fläche $T_1 T_1 T_2 v_3 v_1 T_1$ und die von derselben aufgenommene oder auf die Zusammendrückung verwandte Arbeit durch die Fläche $T_2 v_3 v_1 T_1 T_2 T_2$ repräsentirt wird, so muß die Differenz beider, oder die in unserer Fig. vertikal schraffirte Fläche $T_1 T_1 T_2 T_2$, welche durch die vier Wärme-Curven, nämlich durch die beiden adiabatischen Linien $T_1 T_2$ und $T_1 T_2$ sowie durch die beiden isothermischen $T_1 T_1$ und $T_2 T_2$, begrenzt ist, den Ueberschuß der geleisteten oder der nach außen abgegebenen Arbeit gegen die aufgenommene bezeichnen.

Da aber Wärme und mechanische Arbeit äquivalent sind; da die Erzeugung von mechanischer Arbeit Verbrauch von Wärme und die Erzeugung von Wärme Verlust an Arbeit voraussetzt: so muß im vorliegenden Falle die auf dem Wege $T_1 T_1$ zugeleitete Wärmemenge Q_1, welche durch den der Fig. zugewandten Pfeil dargestellt wird, größer sein, als die abgeleitete Wärme Q_2, die durch den untern, von der Figur abgewandten Pfeil angedeutet ist. Mit andern Worten, es muß die Differenz der Wärmeeinheiten $Q_1 - Q_2$ in mechanische Arbeit umgesetzt, durch den Inhalt der Fläche $T_1 T_1 T_2 T_2$ repräsentirt werden können. Da die Wärmemenge $Q_1 - Q_2$ mit der mechanischen Arbeit

$$\frac{1}{A}(Q_1 - Q_2)$$

gleichwerthig ist, so würde man, vorausgesetzt der Inhalt der Fläche $T_1 T_1 T_2 T_2$ sei bestimmt und mit F bezeichnet, setzen können:

$$\frac{1}{A}(Q_1 - Q_2) = F \ldots\ldots \text{XXVIII}$$

oder

$$Q_1 - Q_2 = A F.$$

Wir haben hier angenommen, daß der Anfangszustand der

eingeschlossenen Luft, der durch die Größen $v_1\, p_1\, T_1$ bestimmt ist, allmälig in den Zustand T_1, p_2, v_2 oder T_2, p_3, v_3 u. s. f. übergehe, oder, was ja eigentlich dasselbe ist, daß der Endpunkt der Ordinate p_1 den Umfang der Fläche $T_1\, T_1\, T_2\, T_2$ in der Richtung $T_1\, T_1\, T_2\, T_2\, T_1$ durchlaufe. Es kann derselbe aber auch diese Curven in umgekehrter Richtung beschreiben, also in der: $T_1\, T_2\, T_2\, T_1\, T_1$.

In diesem Falle ist dann offenbar die auf Zusammendrückung verwendete Arbeit größer als diejenige, welche bei der Ausdehnung der Luft gewonnen wird, und der Unterschied beider Arbeiten wird wieder durch den Inhalt der Fläche $T_1\, T_1\, T_2\, T_2$ dargestellt.

Da jetzt Arbeit von der Luft aufgenommen oder verbraucht worden ist (insofern ja die abgelieferte Arbeit größer ist als die gewonnene), so muß eine, dieser Arbeit äquivalente Wärmemenge frei geworden, oder mit andern Worten, es muß die auf dem Wege $T_1\, T_1$ abgeleitete Wärmemenge Q_1 größer sein, als die auf dem Wege $T_2\, T_2$ zugeleitete Q_2. Wir haben also hier keine mechanische Arbeit, sondern wir haben Wärme gewonnen.

Da nun mechanische Arbeit verschwunden und Wärme gewonnen ist, so müssen wir die beiden Seiten der oben aufgestellten Gl. XXVIII.:

$$\frac{1}{A}(Q_1 - Q_2) = F$$

mit dem entgegengesetzten Vorzeichen versehen; wir müssen also schreiben:

$$-\frac{1}{A}(Q_1 - Q_2) = -F \;\ldots\ldots\; \text{XXIX}$$

oder

$$-(Q_1 - Q_2) = -AF.$$

In der That müssen auch die Pfeile der Fig. 11 jetzt die umgekehrte Richtung erhalten; der untere, der auf die zugeleitete

Wärme jetzt hinweisen soll, muß seine Spitze der Curve $T_2 T_2$ zukehren; der andere, der uns die abgeleitete Wärme anzudeuten hat, muß die Spitze von $T_1 T_1$ abwenden.

Der Grund, warum die Vorzeichen in der ursprünglichen Gl. verändert werden müssen, ist auch in dem Umstande zu suchen, daß in dem vorliegenden Falle, wo Wärme frei wird, der Endpunkt der Ordinate p_1 den Umfang der Fläche F in umgekehrter Richtung beschreibt, als vorhin, wo Wärme verschwand und dafür mechanische Arbeit gewonnen wurde. Weil nun der in Rede stehende Proceß in der einen oder andern Weise ausgeführt werden kann, so nennt man ihn auch einen „einfachen **umkehrbaren** Kreisproceß".

Vermittelnde Körper bei verschiedenen Kreisprocessen.

Es ist klar, daß zur Ausführung des beschriebenen Kreisprocesses außer demjenigen Körper, der denselben durchläuft und den man den „vermittelnden Körper" nennt, auch ein anderer vorhanden sein muß, der die Wärme abgiebt, und ein dritter, der sie aufnimmt oder empfängt. Bei der Erikson'schen Heißluftmaschine bildet das Brennmaterial oder eigentlich die heiße Blechwand nebst den warmen Cylinderwänden den Körper, der Wärme abliefert; die Luft in der Maschine stellt den vermittelnden Körper, und die äußere atmosphärische Luft denjenigen dar, der die frei gewordene Wärme aufnimmt. Dagegen ist bei der Dampfmaschine das Wasser oder der Dampf der vermittelnde Körper, die Feuergase oder die Wände des Dampfkessels und das Condensationswasser repräsentiren diejenigen Körper, welche die Wärme abgeben und aufnehmen.

Soll aber die Aufnahme und Abgabe der Wärme von Seiten des vermittelnden Körpers so erfolgen, wie dies das

Gesetz des Kreisprocesses erheischt, so ist klar, daß derjenige Körper, der die Wärme abgiebt und den wir mit K bezeichnen wollen, auch so viel Wärme besitzen muß, daß er den jedesmaligen Verlust an Wärme, den der vermittelnde Körper bei seiner Ausdehnung erleidet, ersetzen kann, und daß auch der vermittelnde Körper im Stande ist, diese Wärme sofort aufzunehmen.

Ebenso muß auf der andern Seite derjenige Körper, der die Wärme vom vermittelnden aufnehmen soll und der mit K_1 bezeichnet werden mag, von der Art sein, daß er in jedem Augenblicke jenen Ueberschuß von Wärme zu entziehen im Stande ist.

In der Praxis werden diese Bedingungen selten vollkommen erfüllt werden können, und man wird deßhalb auch meistens finden, daß die nach jenem Processe berechnete Arbeit oder Wärme mehr oder weniger hinter der durch Beobachtung erhaltenen zurückbleibt.

Werfen wir jetzt, nachdem wir die Körper K und K_1 in das Bereich unserer Betrachtungen hineingezogen haben, noch einmal einen Blick auf die Art und Weise, wie unser Kreisproceß vollzogen worden ist.

Indem der Endpunkt der Ordinate p_1 den Umfang der vertikal schraffirten Fläche Fig. 11 in der Richtung $T_1 T_1 T_2$ u. s. f. durchlief, mußte der vermittelnde Körper, also hier die Luft, auf dem Wege $T_1 T_1$ die Wärmemenge Q_1 aufnehmen. Unser Körper K also, der bestimmt ist, Wärme abzugeben, wird diese Wärmemenge Q_1 verlieren, seine Temperatur wird also sinken. — Durchlief der vermittelnde Körper die Strecke $T_2 T_2 T_1$, so wurde die Wärmemenge Q_2 abgeliefert; der Körper K_1 wird diese Wärme aufnehmen, und dadurch muß seine Temperatur steigen. Nun war aber die Wärmemenge $Q_1 > Q_2$ und zwar um die von Seiten des vermittelnden Körpers verrichtete

Arbeit; es wird also auch der Körper K mehr Wärme abgegeben haben, als K_1 aufgenommen hat; die verschwundene Wärme ist in Arbeit umgesetzt.

Denken wir also an eine Dampfmaschine, wo der Dampf der vermittelnde Körper ist, so muß die Wärme, die derselbe vor seiner Arbeitsverrichtung besitzt, größer sein als die nach derselben und die er an das Condensationswasser oder an die atmosphärische Luft abgiebt, und zwar muß der Unterschied dieser Wärmemengen in mechanische Arbeit umgesetzt, auf den Kolben der Maschine übertragen sein. — Ebenso verhält es sich mit den Heißluftmaschinen. Die Wärme, welche die heiße Luft an die äußere Luft abgiebt, ist geringer, als ihre aufgenommene Wärme und zwar um einen Betrag, der der geleisteten Arbeit äquivalent ist.

Carnot, der nach Zeuner's mechanischer Wärmetheorie zuerst die Betrachtungen über den Kreisproceß in die Wärmelehre eingeführt hat, stellte den Satz auf: „Wenn Wärme von einem Körper K durch einen vermittelnden Körper zu einem dritten übergeht, so wird Arbeit gewonnen, aber die vom Körper K_1 aufgenommene Wärme ist derjenigen gleich, welche K verloren hat." — Dieser letzte Theil des Satzes widerspricht natürlich den Grundsätzen der mechanischen Wärmetheorie und ist deßhalb durchaus unrichtig.

Durchlief der Endpunkt der Ordinate p_1 den Umfang der oben genannten Fläche in der Richtung $T_1 T_2 T_2$ ꝛc., so wurde auf dem Wege $T_2 T_2$ die Wärmemenge O_2 aufgenommen; die Temperatur des Körpers K_1, der jetzt diese Wärme abzuliefern hat, wird also sinken. — Wurde die Strecke $T_1 T_1$ durchlaufen, so wurde die Wärmemenge Q_1 vom vermittelnden Körper abgegeben, und zwar war diese Wärmemenge Q_1 um so viel größer als Q_2, wie die durch die aufgenommene Arbeit erzeugte Wärme.

Diese letztere ist jetzt auf den Körper K übergegangen, und dieser hat demnach mehr Wärme empfangen, als der vorige abgegeben hat.

Umgestaltung der Gleichung XXVIII.

Wir wollen nunmehr der Gl.

$$\frac{1}{A}(Q_1 - Q_2) = F$$

oder

$$Q_1 - Q_2 = A \cdot F \,......\, (1)$$

eine andere Gestalt geben.

Da die Linien $T_1 T_2$ und $T_1 T_2$ (Fig. 11) adiabatische und die $T_1 T_1$ und $T_2 T_2$ isothermische Curven sind, so ist es uns nach Gl. XXV, Seite 96, möglich, das Verhältniß der Wärmemengen Q_1 und Q_2 durch das der absoluten Temperaturen auszudrücken.

Es war nämlich nach jener Gl.

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

$$\text{also } Q_2 = \frac{Q_1 T_2}{T_1}$$

$$\text{und } Q_1 = \frac{Q_2 T_1}{T_2};$$

substituirt man den Werth von Q_2 in (1), so erhält man:

$$Q_1 - \frac{Q_1 T_2}{T_1} = A \cdot F$$

$$\frac{Q_1 T_1 - Q_1 T_2}{T_1} = A \cdot F$$

$$F = \frac{Q_1}{A T_1}(T_1 - T_2), \cdots\cdots \text{XXX}$$

und wird der Werth von Q_1 in (1) eingesetzt, so entsteht:

$$\frac{Q_2 T_1}{T_2} - Q_2 = A \cdot F$$

$$\frac{Q_2 T_1 - Q_2 T_2}{T_2} = A \cdot F$$

$$F = \frac{Q_2}{A T_2}(T_1 - T_2) \cdots\cdots XXXI.$$

Da man statt $\frac{1}{A}$ auch 424 Meterkilogramm setzen kann, so hat man:

$$F = \frac{424 \cdot Q_1}{T_1}(T_1 - T_2)$$

oder

$$F = \frac{424 \cdot Q_2}{T_2}(T_1 - T_2).$$

Es liegt hierin folgender wichtige Satz: „Die bei einem einfachen umkehrbaren Kreisprocesse gewonnene, oder, wenn der Proceß in umgekehrter Richtung ausgeführt wird, die aufgenommene Arbeit ist der zugeführten oder abgeleiteten Wärmemenge, sowie der Differenz zwischen der höchsten und niedrigsten Temperatur direct proportional.“

Die Richtigkeit dieses Satzes erhellet auch unmittelbar aus der Figur 11. Je größer nämlich T_1 und je kleiner T_2 ist, je höher also der Anfangspunkt der Ordinate p_1 und je niedriger der von p_3 liegt; desto größer ist die Ausdehnung der Figur von oben nach unten. Ferner, je mehr sich das Gas bei constanter Temperatur auf der isothermischen Linie $T_1 T_1$ ausdehnt, je mehr Wärme demselben also zugeführt werden muß, um seine Temperatur T_1 constant zu erhalten: je mehr rücken die Ordinaten p_1 und p_3 aus einander; desto größer ist also auch die Längenerstreckung von links nach rechts.

Die dem Gase beim Durchlaufen der isothermischen Curven

$T_1 T_1$ oder $T_2 T_2$ zu- oder abgeleitete Wärme Q_1 oder Q_2 läßt sich nach Formel XV berechnen, wenn das Anfangs- und Endvolumen v_1 und v, sowie der Anfangs- oder Enddruck p_1 oder p bekannt sind. Aber auch aus Gl. XVI kann man, wenn Anfangs- und Endvolumen, sowie die Temperaturen T_1 oder T_2 als gegeben betrachtet werden, Q_1 oder Q_2 ermitteln.

Zahlenbeispiel. Eine Heißluftmaschine möge so construirt sein, daß die Gewichtseinheit Luft darin bei jedem Doppelhube der Maschine einen vollständigen einfachen und umkehrbaren Kreisproceß beschreibe. Die Anfangstemperatur T_1 betrage bei stärkster Compression $273 + 300 = 573^0$, die geringste T_2 aber $273 + 0 = 273^0$. Welche Arbeit wird die Luft verrichten, wenn sie sich vom Volumen v_1 auf das $\frac{4}{3}$ v_1 bei constanter Temperatur ausdehnt, und dann unter Aenderung ihrer Wärme auf der adiabatischen Curve expandirt?

Die zuzuleitende Wärmemenge Q_1 beträgt nach Gl. XVI

$$Q_1 = 2{,}3026\ A R T_1 \log \frac{\frac{4}{3} v_1}{v_1}$$

$$= \frac{2{,}3026 \cdot 29{,}273 \cdot 573 \cdot 0{,}125 \cdot}{424} = 11{,}39 \text{ Calorien.}$$

Die mechanische Arbeit ist also nach Gl. XXX Seite 107:

$$F = \frac{11{,}39 \cdot 424}{573} (573 - 273)$$

$$= 8{,}43 \cdot 300 = 2529 \text{ Meterkilogramm.}$$

Wären in der Maschine anstatt 1 Kilogramm Luft nur 0,0424 Kilogramm thätig gewesen*) und hätten dieselben den oben erwähnten Kreisproceß pro Secunde durchlaufen, so würde die secundliche Leistung der Maschine

$$2529 \times 0{,}0424 = 107{,}23 \text{ Meterkilogramm}$$

*) Diese Menge verbraucht eine einpferdekräftige calorische Maschine von Ericsson.

betragen haben*). Natürlich hätte dieselbe dann auch in gleichem Verhältnisse weniger Wärme, also nur

$$11,39 \times 0,0424 = 0,4829 \text{ Calorien}$$

pro Secunde verbraucht.

Setzen wir in der Formel

$$F = \frac{Q_1}{A\,T_1}(T_1 - T_2)$$

statt Q_1 den Werth aus XVI, so entsteht:

$$F = 2,3026\,R\,(T_1 - T_2)\log\frac{v}{v_1} \cdots\cdots \text{XXXII.}$$

Es wächst also die mechanische Arbeit mit dem Expansionsverhältniß $\frac{v}{v_1}$ und dem Unterschied der absoluten Temperaturen: $T_1 - T_2$.

Da $T_1 - T_2 = (273 + t_1 - [273 + t_2])$ ist, so hat man auch:

$$F = 2,3026\,R\,(t_1 - t_2)\log\frac{v}{v_1} \cdots\cdots \text{XXXIII}$$

wo t_1 und t_2 die Temperaturen nach der 100theiligen Thermometerscala bezeichnen. Auf vorstehende Gleichungen werden wir bei Berechnung der Leistungsfähigkeit der Ericsson'schen und Lehmann'schen Maschine zurückkommen.

Erläuterung der Sätze über den Kreisproceß durch analoge Sätze aus der Mechanik.

Zur Erläuterung der Formel

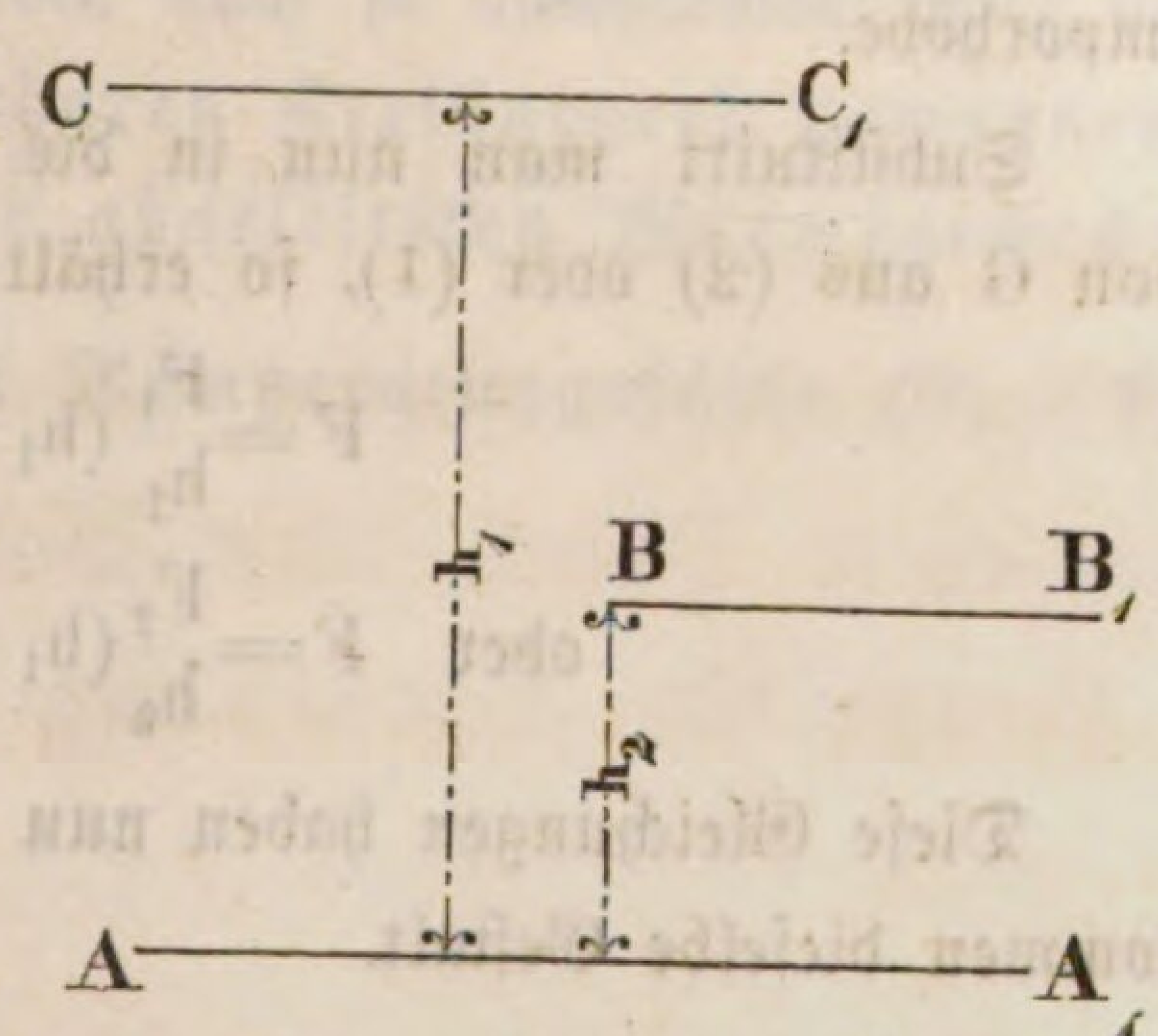
$$F = \frac{Q_1}{A\,T_1}(T_1 - T_2)$$

$$\text{oder } F = \frac{Q_2}{A\,T_2}(T_1 - T_2)$$

*) Diese Zahl stimmt merkwürdiger Weise mit derjenigen fast vollkommen überein, die Herr Professor Zeuner für die Leistung einer einpferdekräftigen calorischen Maschine von Ericsson in seiner mechanischen Wärmetheorie auf einem andern Wege gefunden hat.

mögen nach Zeuner's Vorgange folgende Betrachtungen aus der Mechanik dienen.

Es seien AA_1, BB_1 und CC_1 (Fig. 12) drei über einander liegende Ebenen. AA_1 und CC_1 mögen den Abstand h_1 und BB_1 und AA_1 den h_2 besitzen.


Fig. 12.

Denken wir uns auf BB_1 ein Gewicht G liegend, so wird dasselbe beim gleichförmigen Herabsinken durch die Höhe h_2 die Arbeit

$$G \cdot h_2$$

verrichten. Wäre G z. B. das Gewicht einer Wassermasse, die pro Secunde zufließt, so könnte dieselbe bei ihrem Hinuntersinken etwa ein vertikales Wasserrad in Bewegung setzen, und es würde ihre secundliche Leistung beim gleichförmigen Gange des Rades durch das Product

$$G h_2$$

ausgedrückt. Wird dies Product mit F_2 bezeichnet, so entsteht:

$$F_2 = G h_2$$

$$\text{oder } G = \frac{F_2}{h_2} \cdots\cdots (1)$$

Beim Heruntersinken derselben Wassermasse von der Ebene CC_1 würde man die Leistung

$$G h_1$$

erhalten. Bezeichnen wir diese mit F_1, so haben wir:

$$F_1 = G h_1$$

$$\text{oder } G = \frac{F_1}{h_1} \cdots\cdots (2)$$

Wollten wir das Gewicht G aus der Ebene BB_1 auf die CC_1 heben, so würde die Arbeit:

$$F = G(h_1 - h_2)$$

aufzuwenden sein. Ebenso würde diese Arbeit gewonnen werden, wenn man zuerst G von der obersten Ebene in die unterste gleichförmig heruntersinken ließe und dann von der letztern auf die mittlere Ebene mit derselben gleichförmigen Geschwindigkeit emporhöbe.

Substituirt man nun in die letzte Gleichung den Werth von G aus (2) oder (1), so erhält man:

$$F = \frac{F_1}{h_1}(h_1 - h_2$$

$$\text{oder} \quad F = \frac{F_2}{h_2}(h_1 - h_2).$$

Diese Gleichungen haben nun mit den auf Seite 108 vollkommen dieselbe Gestalt.

Es bezeichnen dort die Producte $424\,Q_1$ und $424\,Q_2$ die mechanischen Arbeiten, welche den Wärmemengen Q_1 oder Q_2 gleichsam inne wohnen, gerade so wie hier F_1 und F_2 die mechanischen Arbeiten repräsentiren, die durch das Herabsinken des Gewichtes G von den Höhen h_1 oder h_2 gewonnen werden. Und ließ man das Gewicht G von den Höhen h_1 oder h_2 frei herunterfallen, so würden die Producte $G h_1 = F_1$ und $G h_2 = F_2$ die Arbeiten darstellen, welche das Gewicht G in Form von lebendiger Kraft aufnehmen würde. Wenn aber die Producte $424\,Q_1$ und $424\,Q_2$ oder, was dasselbe ist, die Ausdrücke $\frac{Q_1}{A}$ und $\frac{Q_2}{A}$ mechanische Arbeiten repräsentiren, so dürfen wir bildlich die Quotienten

$$\frac{424\,Q_1}{T_1} \text{ und } \frac{424\,Q_2}{T_2} \quad \text{oder} \quad \frac{Q_1}{AT_1} \text{ und } \frac{Q_2}{AT_2}$$

auch als Gewichte und zwar als sogenannte „Wärmegewichte" auffassen, wie dies denn auch, so viel dem Verfasser bekannt, Herr Professor Zeuner zuerst gethan hat.

Da ferner die Differenz $T_1 - T_2$ in den Formeln auf Seite 110 gleichbedeutend ist mit der $h_1 - h_2$ in den letzten Gleichungen, so wird wohl mit Recht jene Differenz $T_1 - T_2$ das Temperaturgefälle genannt.

Wir können demnach den Satz über den einfachen umkehrbaren Kreisproceß, Seite 108, auch so aussprechen: Die bei einem einfachen umkehrbaren Kreisproceß gewonnene Arbeit ist dem zu- oder abgeleiteten Wärmegewichte $\left(\frac{Q_1}{AT_1} \text{ u. } \frac{Q_2}{AT_2}\right)$ sowie dem Temperaturgefälle $(T_1 - T_2)$ direct proportional.

Siebenter Abschnitt.

Allgemeines Gesetz über die Aenderungen zwischen Druck und Volumen eines Gases. Graphische Darstellung der innern Arbeit.

Kurze Zusammenstellung vorhergehender Sätze.

Wir haben bis jetzt über die Veränderung zwischen Druck und Volumen eines Gases (speciell der Luft) folgende Fälle betrachtet.

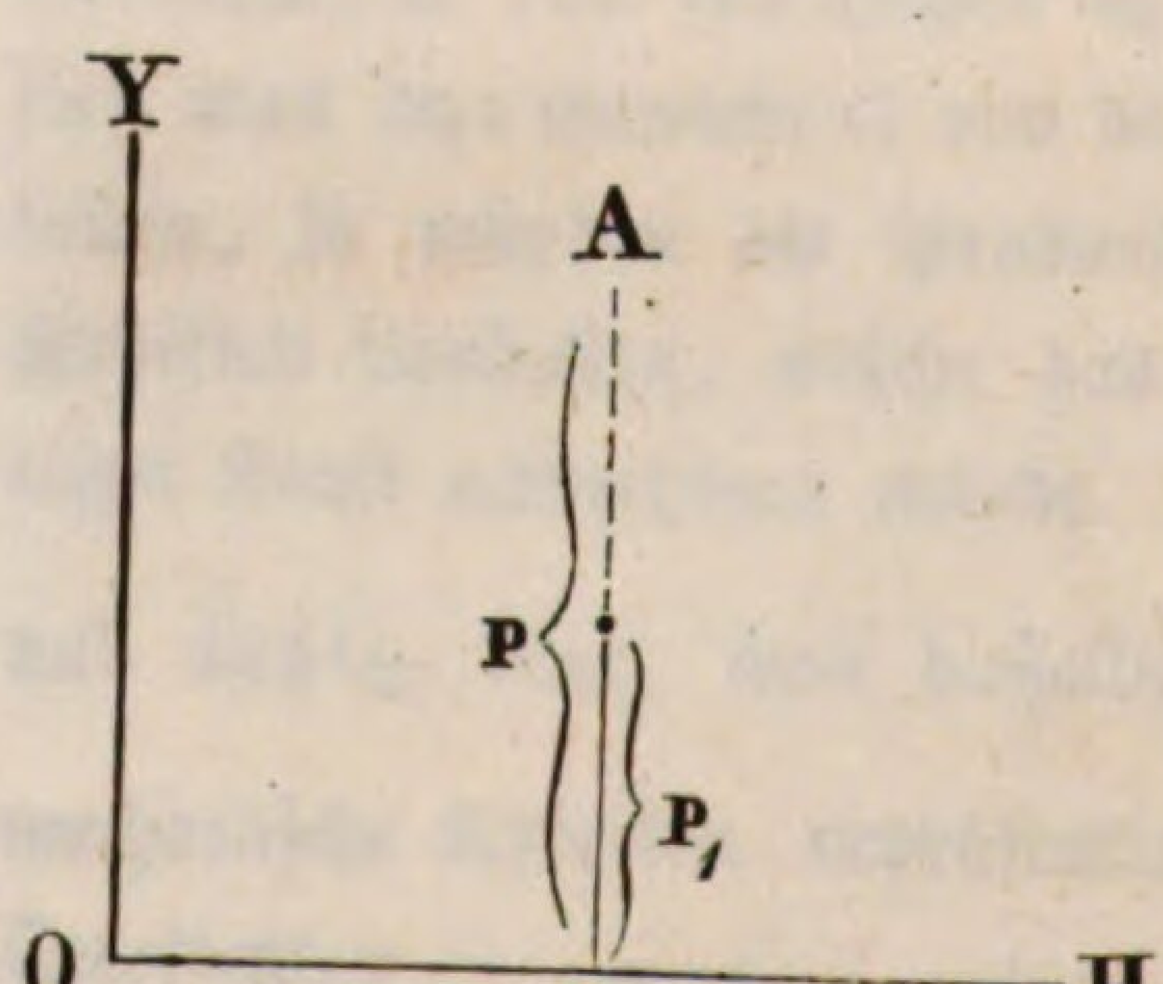


Fig. 13.

1. Das Volumen der Luft blieb constant; die Expansivkraft p nahm alsdann mit der Temperatur t zu; äußere Arbeit wurde nicht verrichtet.

Bezeichnet O v_1 (Fig. 13) das specifische Luftvolumen bei 0° und p_1 dessen Spannung, so war bekanntlich die Expansivkraft p bei einer Erwärmung auf 273° $= 2 p_1$ u. s. f. Die Linie $v_1 A$, welche das Aenderungsgesetz zwischen Druck und Volumen darstellt, ist der Ordinaten-Achse OY parallel.

Bezeichnen wir die innere Arbeit bei der Temperatur T_1 mit U_1, so ist

$$U_1 = \frac{1}{A} \cdot T_1 c,$$

wo c die specifische Wärme bei constantem Volumen repräsentirt.

Ist ferner U die innere Arbeit bei der Temperatur T, so hat man:

$$U = \frac{1}{A} Tc,$$

daher die Veränderung der innern Arbeit:

$$U - U_1 = \frac{c}{A}(T - T_1).$$

Oder da $T = 273 + t$ und $T_1 = 273 + t_1$ ist:

$$U - U_1 = \frac{c}{A}(t - t_1).$$

Nennt man Q die während jener Veränderung zugeführte Wärmemenge, so entsteht:

$$\frac{Q}{A} = U - U_1 = \frac{c}{A}(t - t_1),$$

also:

$$Q = c(t - t_1).$$

Nach dem combinirten Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze war:

$$p_1 v_1 = R T_1$$

und

$$p v = R T$$

also:

$$\frac{p v}{p_1 v_1} = \frac{T}{T_1},$$

oder da $v = v_1$ ist:

$$\frac{p}{p_1} = \frac{T}{T_1}$$

mithin:

$$p = p_1 \frac{T}{T_1} = p_1 \frac{273 + t}{273 + t_1}.$$

2. Die Expansivkraft p_1 blieb constant, oder, wie wir

sagten, die Ausdehnung der Luft erfolgte bei gleichbleibendem Drucke.

Bezeichnet also $O v_1$ (Fig. 14) das specifische Volumen bei der Temperatur t_1 und der Spannung p, ferner $O v$ dasjenige bei derselben Spannung p und der Temperatur t, so war (Seite 97) die Veränderung der innern Arbeit:

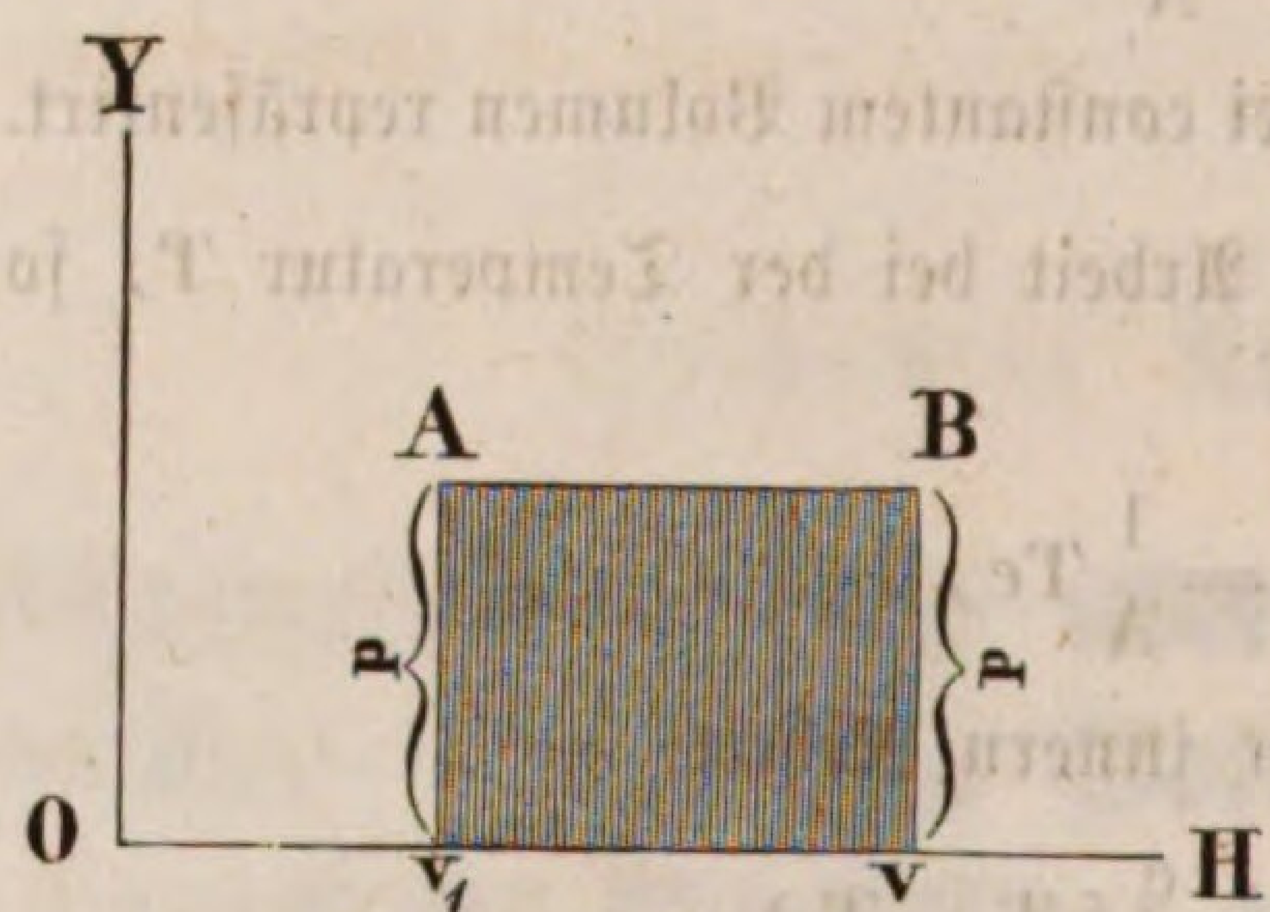


Fig. 14.

$$U = \frac{c}{A}(t - t_1),$$

und die Linie AB, parallel der Abscissenachse OH, drückt das Gesetz aus über die Aenderung zwischen Volumen und Expansivkraft des Gases.

Die verrichtete äußere Arbeit, welche durch das Rechteck $v_1 A B v$ dargestellt wird, hatte den Werth:

$$L_1 = p\,(v - v_1)$$

oder den:

$$L_1 = R\,(t - t_1).$$

Da hier äußere und innere Arbeit verrichtet wird, so gilt die Gleichung

$$L = U + L_1$$

oder
$$L = \frac{c}{A}(t - t_1) + R\,(t - t_1) = \left(\frac{c}{A} + R\right)(t - t_1).$$

Die zugeführte Wärmemenge betrug:

$$Q = k\,c\,(t - t_1),$$

wo kc die specifische Wärme bei constantem Drucke bedeutete.

Ferner hatte man:

$$p_1 v_1 = R\,T_1$$

und
$$p\,v = R\,T,$$

also
$$\frac{p\,v}{p_1 v_1} = \frac{R\,T}{R\,T_1}$$

oder da $p = p_1$ ist:

$$\frac{v}{v_1} = \frac{T}{T_1} = \frac{273 + t}{273 + t_1}.$$

3. Die Luft dehnte sich bei constanter Temperatur arbeitsverrichtend aus; die Ausdehnung erfolgte nach dem Mariotte'schen Gesetze:

$$p\,v = p_1\,v_1 = p_2\,v_2 \text{ etc.}$$

In diesem Falle durchlief der Endpunkt der Ordinate p_1, welche den Druck beim Volumen v_1 und der Temperatur t_1 repräsentirt, die isothermische oder isodynamische Curve AB (Fig. 15) und der Inhalt der Fläche v_1 A B v bezeichnete die geleistete äußere Arbeit. Diese betrug (Seite 74)

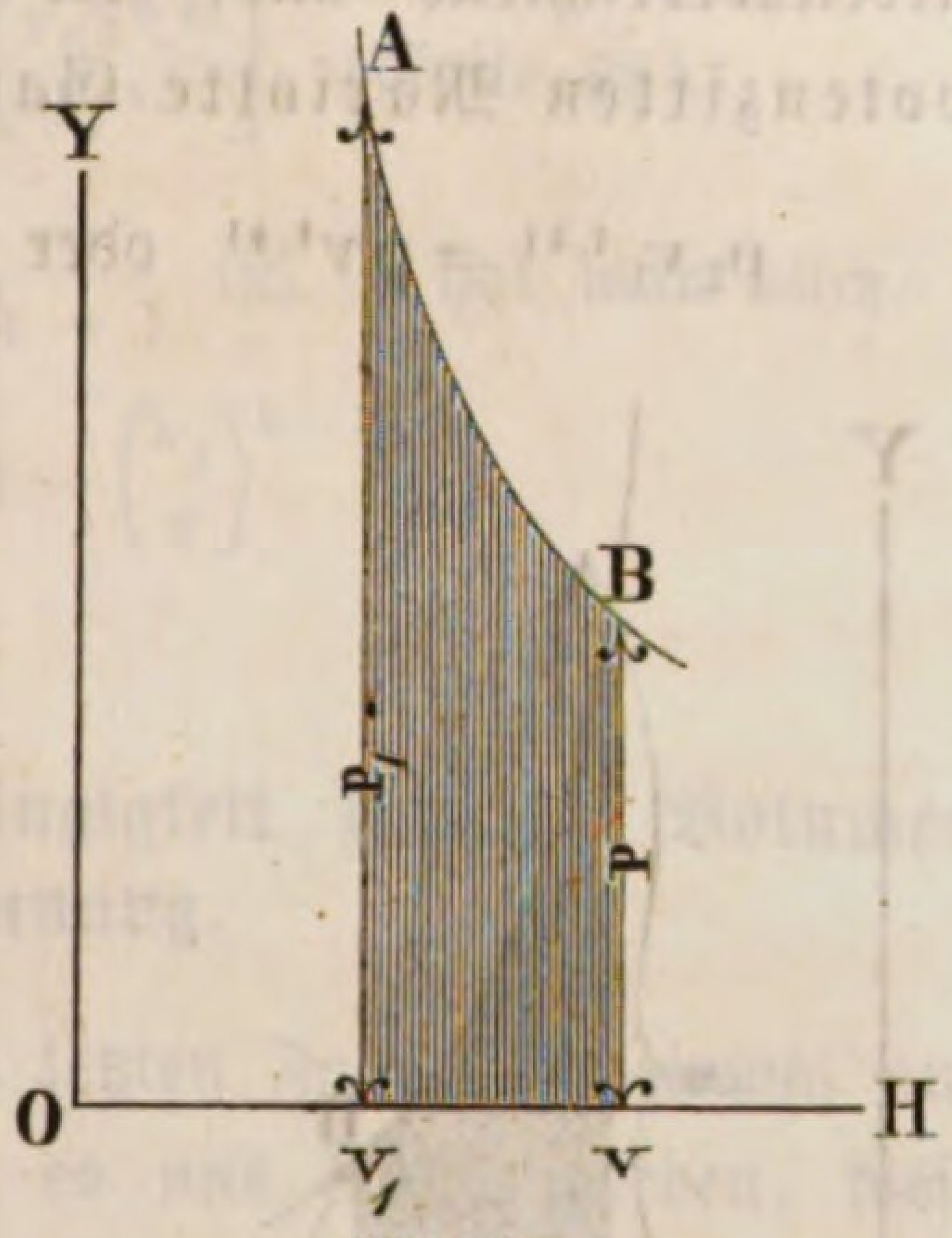


Fig. 15.

$$L = 2{,}3026\, v_1\, p_1 \log \frac{v}{v_1}$$

oder $$L = 2{,}3026\, v_1\, p_1 \log \frac{p_1}{p}$$

Die hierbei zugeführte Wärmemenge war:

$$Q = 2{,}3026\, A\, v_1\, p_1 \log \frac{v}{v_1}$$

oder auch $Q = 2{,}3026\, A\, v\, p \log \frac{p_1}{p}$ (Seite 78).

Ferner war auch:

$$Q = 2{,}3026\, A\, R\, T_1 \log \frac{v}{v_1} \text{ etc.}$$

und $L = 2{,}3026\, R\, T \log \frac{v}{v_1}$ u. s. f. (Seite 78).

Während also bei 1 und 2 die zugeleitete Wärmemenge Q direct aus der Anfangs- und Endtemperatur berechnet werden

konnte, oder wie man wohl sagt, während dort die Wärmemenge Q eine Function von t und t_1 war, ist dieselbe hier erst durch drei Größen, nämlich durch die Temperatur T und das Anfangs- und Endvolumen oder durch T und Anfangs- und Enddruck bestimmt.

4. Es dehnte sich die Luft auf Kosten ihrer eignen Wärme arbeitsverrichtend aus; die Ausdehnung erfolgte nach dem potenzirten Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze:

$$p_1 v_1^{1,41} = p v^{1,41} \quad \text{oder} \quad \frac{p_1}{p} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{1,41} \quad \text{(Seite 79).}$$

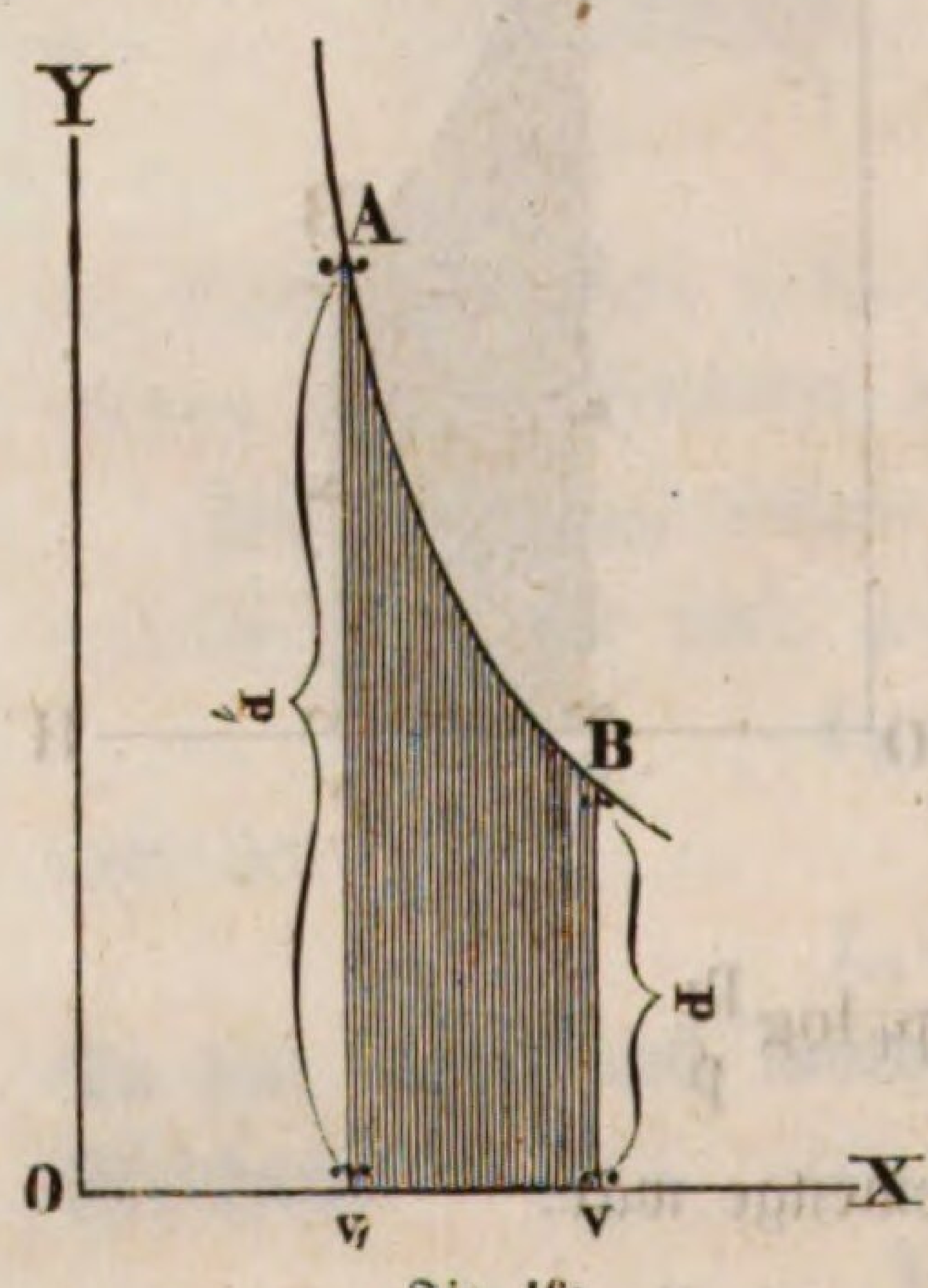


Fig. 16.

Der Endpunkt der Ordinate p_1 (Fig. 16) welche den Anfangsdruck beim specifischen Volumen v_1 und der Temperatur t_1 bezeichnet, durchlief bei der Ausdehnung der Luft die adiabatische Curve AB, welche sich schneller der Abscissenachse OH zuwandte als die isothermische oder isodynamische Curve.

Ferner hatte man:

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{0,41} = \frac{273 + t_1}{273 + t} \quad \text{(Seite 81).}$$

oder

$$\left(\frac{v}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{273 + t_1}{273 + t}$$

Die verloren gegangene innere Arbeit betrug:

$$U = \frac{c}{A}(t_1 - t),$$

wo t_1 die Anfangs- und t die Endtemperatur bezeichnete. Da dies auch die verrichtete äußere Arbeit war, so ergab sich:

$$L = \frac{c}{A}(t_1 - t) \quad \text{(Seite 86)}$$

und diese Arbeit (also auch die verschwundene innere Arbeit) wird durch den Inhalt der Fläche $v_1 A B v$ (Fig. 16) dargestellt.

Für Q wurde erhalten:

$$Q = c\,(t_1 - t).$$

Endlich war auch:

$$L = \frac{c}{AR} v_1 p_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907}\right]$$

oder
$$L = \frac{c}{AR} v_1 p_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v}\right)^{0,41}\right] \text{ (Seite 88).}$$

Da $\frac{c}{AR}$ nach Seite 99: $= \frac{1}{k-1}$ ist, so hat man auch:

$$L = \frac{1}{k-1} v_1 p_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v}\right)^{k-1}\right].$$

Allgemeines Gesetz über Abhängigkeit zwischen Volumen und Spannung.

Gehen wir nun von diesem letzten Falle noch einmal auf die vorgehenden zurück, so wird es uns leicht werden, diese sämmtlichen Fälle unter einen allgemeinen zusammenzufassen.

Damit sich unter 4 die Luft vom Volumen v_1 auf das v ausdehnte, brauchte keine Wärme zugeleitet zu werden; die Spannung nahm bei wachsendem Volumen ziemlich rasch ab und das Verhältniß zwischen diesen beiden Größen wurde durch die Gl.:

$$p_1 v_1{}^k = p v^k = p_2 v_2{}^k \cdots\cdots (1)$$

oder, was dasselbe ist, durch die:

$$p_1 v_1{}^{1,41} v^{1,41} = p\, v^{1,41} = p_2 v_2{}^{1,41}$$

dargestellt. In Figur 17 auf folgender Seite möge die Linie a c das Aenderungsgesetz für den vorliegenden Fall darstellen.

Bei 3 war die Abnahme der Spannung mit wachsendem Volumen geringer, als unter 4. Das Gesetz der Druckänderung stellte die Formel:

$$p\,v = p_1\,v_1 = p_2\,v_2$$

dar; diese Gleichung wird sofort erhalten, wenn in der obigen Gl. statt k:1 gesetzt wird. Die Linie ab (hier bekanntlich die isothermische Linie) bezeichnet jetzt das Gesetz zwischen Druck- und Volumenänderung.

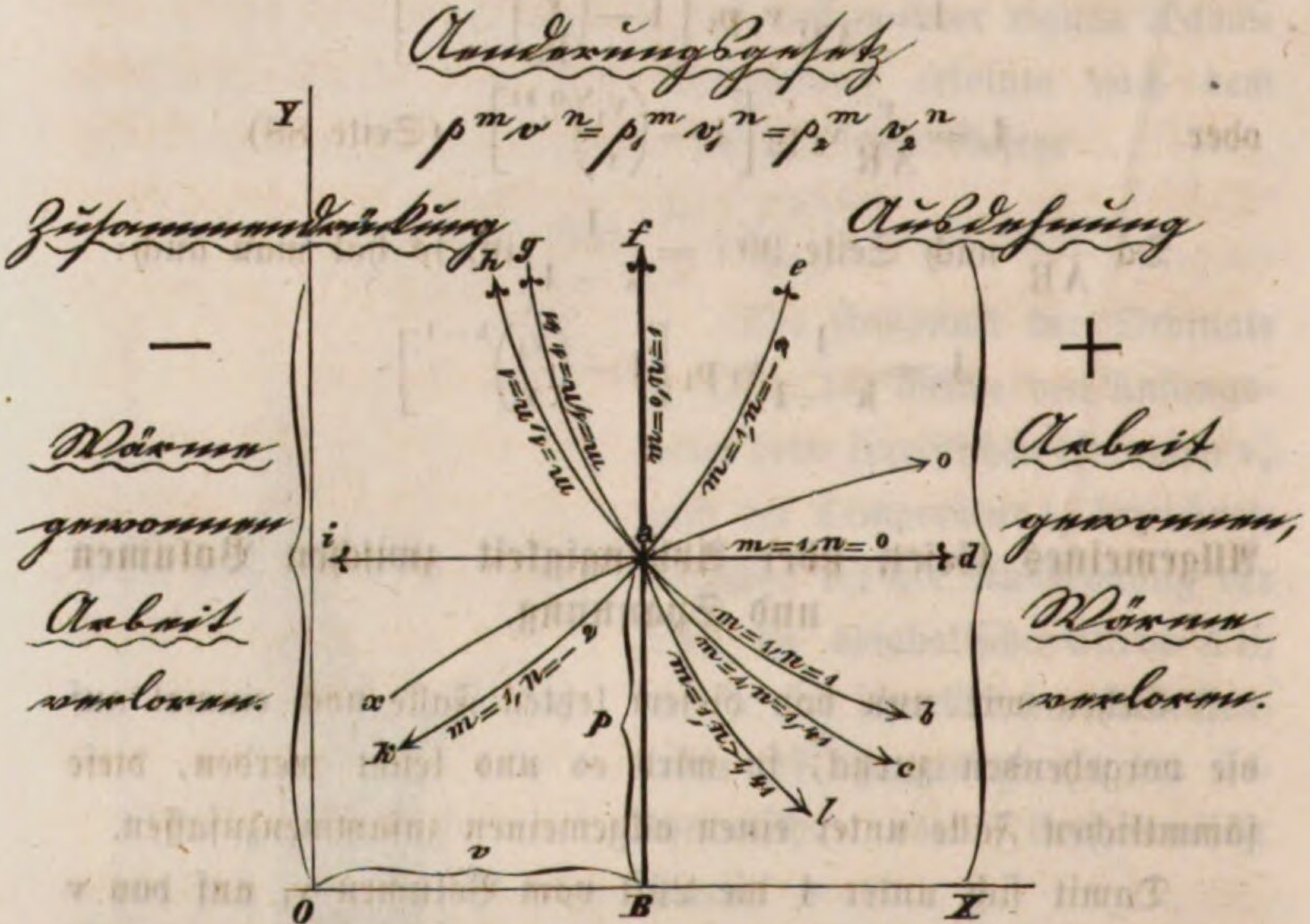


Fig. 17.

In 2 blieb die Spannung bei zunehmendem Volumen constant; man hatte hier für das Aenderungsgesetz:

$$p = p_1 = p_2,$$

und diese Gl. entsteht, wenn man in (1) statt k:0 setzt. Die Linie ad oder ai (Fig. 17) ist diejenige, der vorstehendes Aenderungsgesetz zu Grunde liegt.

Kommen wir noch auf den ersten Fall zurück, so wird das Gesetz desselben

$$v = v_1 = v_2$$

erhalten, wenn in der gedachten Gl. statt des Exponenten 1 von p der 0 und statt des Exponenten k der 1 gesetzt wird.

Bekanntlich repräsentirt jetzt die Linie af das Gesetz der Spannungszunahme.

Die vorstehenden Betrachtungen zeigen uns nun wohl unzweideutig, daß die Aenderungsgesetze zwischen Druck und Volumen der Luft durch die Exponenten der Factoren v und p bedingt sind. Und da man sich jener Exponenten unendlich viele denken kann, so muß es auch der Aenderungsgesetze unendlich viele geben, man muß sich also auch unendlich viele krumme Linien denken können, denen ein derartiges Gesetz zu Grunde liegt. Bezeichnet demnach $\frac{n}{m}$ irgend eine ganze oder gebrochene, positive oder negative Zahl, so muß die Gl.

$$p\,v^{\frac{n}{m}} = p_1\,v_1^{\frac{n}{m}} = p_2\,v_2^{\frac{n}{m}} \cdots\cdots \text{XXXIV}$$

oder die:

$$p^m\,v^n = p_1^{\,m}\,v_1^{\,n} = p_2^{\,m}\,v_2^{\,n}$$

ganz allgemein das Gesetz zwischen Druck und Volumen repräsentiren können.

Ist also z. B. $m = 1$ und $n = 1$, so haben wir das Gesetz für die isothermische Curve ab; ist $m = 1$ und $n = 1{,}41$, so entsteht die adiabatische Linie ac; für $m = 1$ und $n > 1{,}41$ muß sich die betreffende Linie noch schneller der Abscissenachse nähern, als die adiabatische; eine solche ist z. B. die Linie al. Wird $m = 1$ und $n < 1$ aber > 0, so muß die Linie der Druckänderung zwischen ad und ab liegen. Erhält n einen negativen Werth, wird also z. B. $m = 1$ und $n = -2$, so liegt jene Curve zwischen ad und af, in unserer Figur ist dieselbe mit ae bezeichnet. U. s. f.

Während die genannten Curven ihre erhabene Seite der Abscissenachse zuwenden, lassen sich auch solche denken, deren hohle Seite jener Achse zugewandt ist, wie die Linien ao oder ax.

Wir wollen hier noch anführen (obschon dies eigentlich aus dem Früheren zur Genüge hervorgeht), daß wenn sich die Curven

rechts von der Senkrechten Baf — die parallel der Ordinatenachse OY ist — abzweigen, so deutet dies auf Vermehrung des Volumens also auf Ausdehnung des Gases; dabei wird dann jedesmal Arbeit gewonnen, aber Wärme geht verloren, wie wir dies in unserer Figur deutlich dargestellt haben. Diese Wärme kann nun dem Gase entzogen, sie kann aber auch von Außen zugeführt worden sein. Bei allen Curven zwischen ac und af (rechts) ist bei der Ausdehnung Wärme zugeführt worden, dagegen hat man bei allen unterhalb ac befindlichen Curven bei der Arbeitsgewinnung noch Wärme ableiten müssen. — Die Linien links von Baf deuten auf Zusammendrückung der Luft, dabei wird dann natürlich Wärme gewonnen, während Arbeit verloren geht. Es bezeichnet in unserer Figur ah eine isothermische und ag eine adiabatische Linie. Das Zeichen + in der Fignr deutet auf gewonnene, das — auf verlorene Arbeit.

Die vorstehenden Betrachtungen finden eine sehr interessante Anwendung bei der Berechnung der Gasmaschinen.

Es entsteht nun die Frage, welches ist der allgemeine Ausdruck, nach dem wir etwa aus Spannung und Volumen bei der Ausdehnung oder Zusammendrückung nach dem aufgestellten allgemeinen Aenderungsgesetze die Temperatur berechnen können und wie läßt sich die bei der Ausdehnung gewonnene, bei der Zusammendrückung aber verlorene Arbeit ermitteln.

Wir setzen:

$$p_1 v_1^{\frac{n}{m}} = \frac{p_1 v_1 \cdot v_1^{\frac{n}{m}}}{v_1} = p_1 v_1 \cdot v_1^{\frac{n}{m}-1}$$

und $$p v^{\frac{n}{m}} = \frac{p v \cdot v^{\frac{n}{m}}}{v} = p v \cdot v^{\frac{n}{m}-1}$$

daher: $$p_1 v_1 \cdot v_1^{\frac{n}{m}-1} = p v \cdot v^{\frac{n}{m}-1}.$$

Da aber $p_1 v_1 = R T_1$ und $p v = R T$ ist, so entsteht:

$$RT_1 \cdot v_1^{\frac{n}{m}-1} = RT \cdot v^{\frac{n}{m}-1}$$

das ist:

$$\text{XXXV} \ldots\ldots \frac{a+t_1}{a+t} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\frac{n}{m}-1} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{\frac{n-m}{m}}$$

oder:

$$\left(\frac{v_1}{v}\right)^{\frac{n-m}{m}} = \frac{T}{T_1}.$$

Zahlenbeispiel. Das specifische Luftvolumen $v_1 = 1$ besitze eine Temperatur von $t_1 = 30^0$ und dehne sich arbeitsverrichtend bis zum Volumen $v = 2v_1$ aus; welche Temperatur wird dasselbe am Ende der Ausdehnung besitzen müssen, wenn letztere nach dem Gesetze $p_1 v_1^{-2} = p v^{-2}$ stattfand.

Es ist $\frac{a+t_1}{a+t} = \frac{273+30}{273+t}$, und $\left(\frac{v}{v_1}\right)^{\frac{n}{m}-1} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^{-3} = (2)^{-3}$;

daher $\frac{303}{273+t} = \frac{1}{(2)^3}$ und $273 + t = 303 \cdot 8 = 2424$, mithin

$$t = 2424 - 273 = 2151^0.$$

Hätte dagegen die Ausdehnung nach dem Gesetze

$$p_1 v_1^2 = p v^2$$

stattfinden sollen, so würde man erhalten haben:

$$\frac{a+t_1}{a+t} = \left(\frac{v}{v_1}\right)^1 \text{ oder } \frac{303}{273+t} = 2,$$

also $\quad 2t = -546 + 303 = -243$

und $\quad t = -121{,}5^0.$

Die Curve, welche für diesen Fall das Aenderungsgesetz zwischen Volumen und Spannung darstellt, nähert sich bekanntlich noch schneller der Abscissenachse, als die adiabatische Curve, da der Exponent 2 größer ist als der 1,41, und man hat dabei, wie schon oben bemerkt, der Luft noch eine gewisse Wärmemenge zu entziehen. (Man sehe die Linie al Fig. 17.)

Setzt man nun in dem ersten Factor der Formel

$$L = \frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v}\right)^{k-1}\right] \quad \text{(Seite 119)}$$

$1 = m$ und $k = n$, so entsteht:

$$\text{XXXVI} \cdots\cdots L = \frac{m}{n-m} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{v_1}{v}\right)^{\frac{n-m}{m}}\right]$$

und dies ist denn der Ausdruck für die äußere Arbeit, wenn das Aenderungsgesetz zwischen Volumen und Expansivkraft durch die allgemeinere Formel

$$p_1 v_1^{\frac{n}{m}} = p v^{\frac{n}{m}}$$

oder $\qquad p_1^m v_1^n = p^m v^n$

dargestellt wird.

Da nun $\left(\frac{v_1}{v}\right)^{\frac{n-m}{m}} = \frac{T}{T_1}$ und $p_1 v_1 = R T_1$ ist, so hat man auch:

$$L = \frac{m}{n-m} R T_1 \left[1 - \frac{T}{T_1}\right]$$

$$= \frac{m}{n-m} R (T_1 - T) = \frac{m}{n-m} R (t_1 - t).$$

Ferner ist $R = \frac{c(k-1)}{A}$, mithin

$$L = \frac{m}{n-m} \cdot \frac{c(k-1)}{A} (t_1 - t) \cdots\cdots \text{XXXVII}.$$

Die Veränderung der innern Arbeit beträgt wie immer:

$$U - U_1 = \frac{c}{A}(t - t_1).$$

Bezeichnen wir also mit Q die Wärmemenge, welche jene beiden Arbeitsverrichtungen bewirkt hat, so entsteht:

$$Q \cdot \frac{1}{A} = U - U_1 + L$$

oder $\qquad Q = A(U - U_1) + A L \cdots\cdots \text{XXXVIII}.$

Und nach Einsetzung der obigen Werthe:

$$Q = c(t - t_1) + \frac{m}{n-m} c(k-1)(t_1 - t).$$

Multipliciren wir in dem Producte rechts die Factoren links und rechts mit -1, so erhalten wir:

$$Q = c(t - t_1) - \frac{m}{n - m} c(k - 1)(t - t_1)$$

$$= c(t - t_1)\left[1 - \frac{m}{n - m}(k - 1)\right]$$

$$= \frac{mk - n}{m - n} c(t - t_1) \cdots\cdots \text{XXXIX.}$$

Diese Formel zeigt, daß die zu- oder abgeleitete Wärmemenge Q, der Differenz der Temperaturen direct proportional ist.

Nun läßt sich aber die Wärmemenge Q auch aus der specifischen Wärme und der Temperaturdifferenz $t - t_1$ berechnen. Diese specifische Wärme ist aber im vorliegenden Falle unbekannt; daß aber dieselbe überhaupt eine andere sei, als wenn sich die Luft unter constantem Volumen oder unter constantem Drucke ausdehnt, liegt auf der Hand. Wir wollen ihr deßhalb den noch unbekannten Werth s beilegen.

Alsdann hat man:

$$Q = s(t - t_1) \cdots\cdots \text{XXXX.}$$

Setzt man nun die beiden Werthe von Q einander gleich, so wird sich s mit Leichtigkeit bestimmen lassen. Man hat also:

$$s(t - t_1) = \frac{mk - n}{m - n} c(t - t_1)$$

d. i.

$$s = \frac{mk - n}{m - n} c \cdots\cdots \text{XXXXI.}$$

Erfolgt z. B. die Aenderung zwischen Volumen und Spannung nach dem Gesetze:

$$p_1 v_1^{-2} = p v^{-2}, \text{ (Seite 123)}$$

so ist $m = 1$ und $n = -2$; daher die specifische Wärme:

$$s = \frac{k + 2}{1 + 2} \cdot c = \frac{3{,}41}{3} \cdot 0{,}16847 = 0{,}1915,$$

d. h. diese Wärmemenge ist 1 Kilogramm Luft bei seiner Ausdehnung für je 1° Temperatur-Erhöhung zugeführt worden.

Die nebenstehende Curve abc (Fig. 18) repräsentirt im vorliegenden Falle das Aenderungsgesetz, und die schraffirte Fläche acde bezeichnet die vom Gase während seiner Ausdehnung verrichtete äußere Arbeit, wenn das specifische Volumen von v_1 auf circa $\frac{3}{2}$ v_1 angewachsen ist. Man sieht, wie sich hier die Curve bei zunehmendem Volumen schnell von der Abscissenachse entfernt. Es ist klar, daß im vorliegenden Falle auch der äußere Druck allmälig von p_1 auf p steigt, wie wir denn überhaupt stets annehmen, daß der äußere Druck in jedem Augenblicke nur um ein unendlich Kleines geringer sei, als der innere Druck.

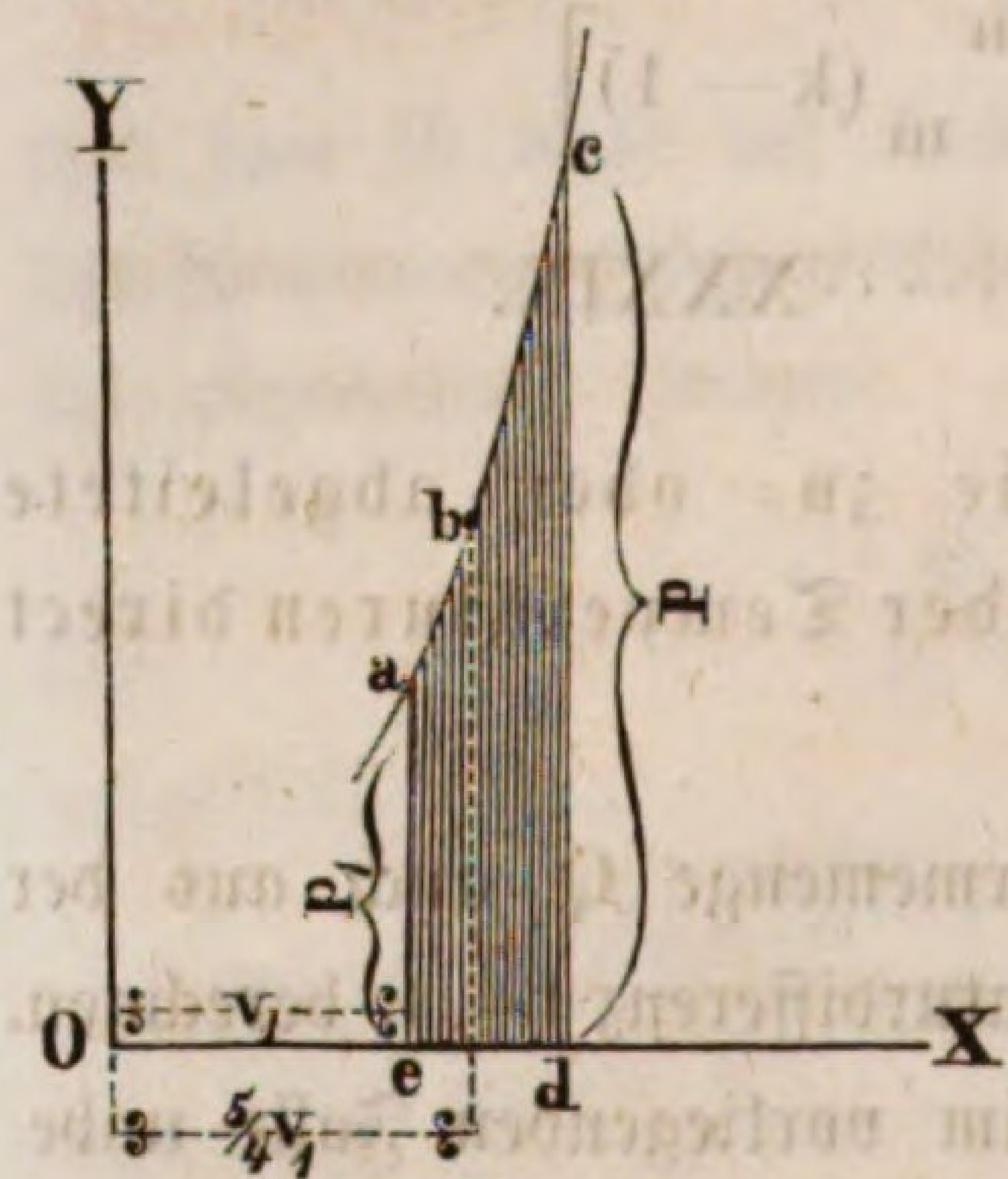


Fig. 81.

Graphische Darstellung der innern Arbeit.

Es ist uns nun auch möglich, die Vermehrung oder Verminderung der innern Arbeit in ähnlicher Weise durch Zeichnung darzustellen, wie dies bisher mit der äußern Arbeit geschehen ist.

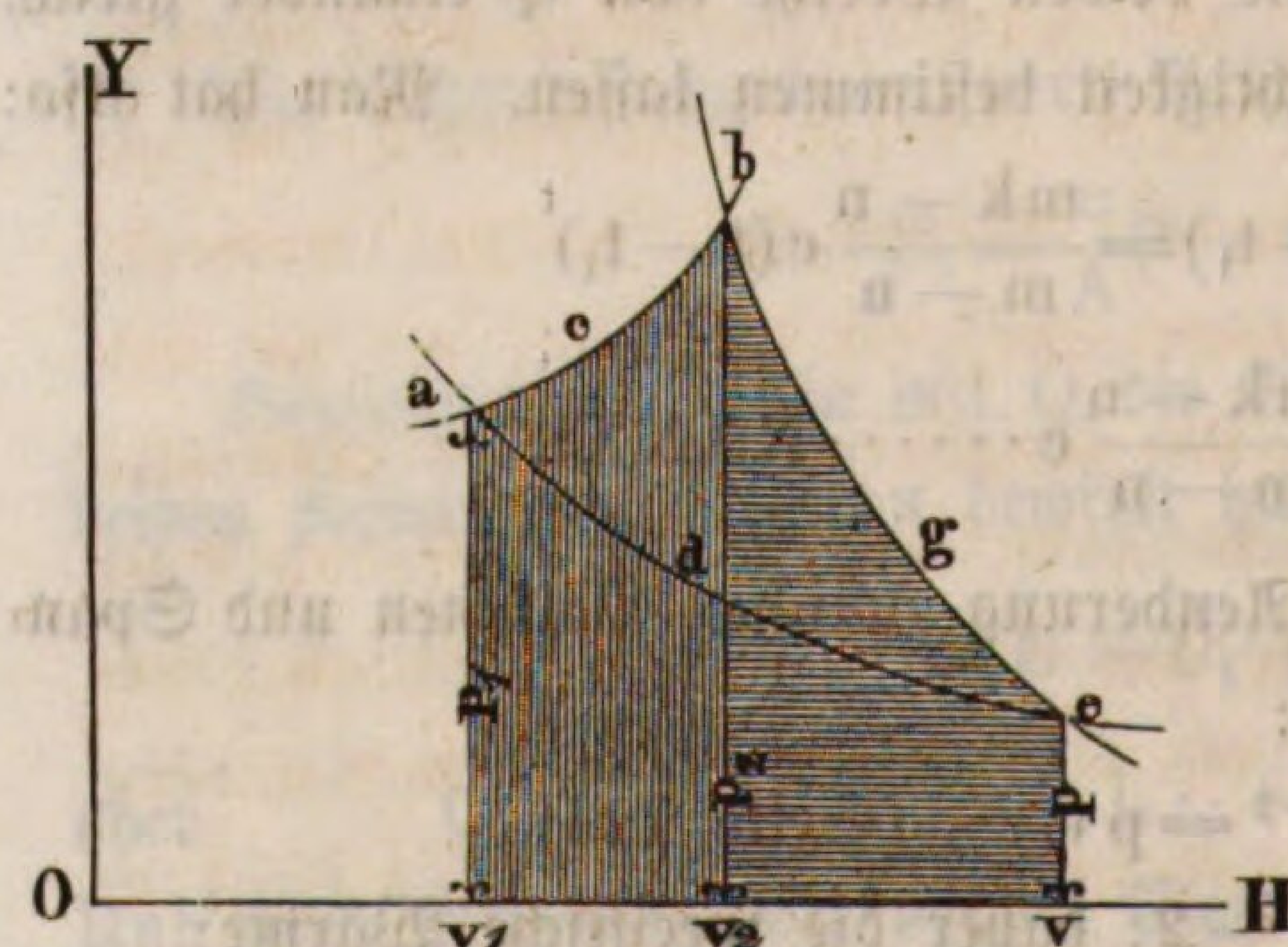


Fig. 19.

Es sei der Zustand des specif. Luftvolumens, Fig. 19, durch den Druck p_1 und das Volumen v_1 gegeben. Die innere Arbeit desselben möge mit U_1 bezeichnet werden.

Denken wir uns, die Luft dehne sich bei Zuführung von Wärme so aus, daß die innere Arbeit U_1 dieselbe bliebe, so erfolgt die Ausdehnung nach der isothermischen oder isodynamischen Linie a d e. Hat sich die Luft auf das Volumen v mit der Spannung p ausgedehnt, so ist unter diesen Verhältnissen die innere Arbeit doch noch $= U_1$.

Nehmen wir weiter an, der Zustand v_1, p_1, ginge durch Zuführung von Wärme auf der Curve a c b in den Zustand v_2, p_2 über, so wird die Fläche $v_1 a b v_2$ die äußere Arbeit darstellen, die während dieses Ueberganges verrichtet wurde. Dabei hat sich aber auch die innere Arbeit U_1 verändert; angenommen sie sei jetzt $= U_2$. Bezeichnen wir nun die Wärmemenge, welche zu dieser Zustandsänderung gebraucht wurde, mit Q_1, so hat man:

$$\frac{Q_1}{A} = U_2 - U_1 + L_1,$$

wenn L_1 die verrichtete äußere Arbeit ist.

Wir wollen nun annehmen, die Luft dehne sich auf Kosten ihrer eigenen Wärme arbeitsverrichtend aus, bis ihr Volumen v_2 in das größere v und ihr Druck p_2 in den kleinern p übergegangen sei. Die Ausdehnung erfolgt dann nach der adiabatischen Curve b g e, und die Fläche $b g e v v_2$ stellt die verrichtete äußere Arbeit, gleichzeitig aber auch die verschwundene innere Arbeit dar. Da nun der Punkt e der adiabatischen Curve mit dem der isothermischen Curve zusammenfällt, so hat nunmehr auch die Luft dieselbe Temperatur, die sie hatte, als sie nach der isothermischen Curve a d e ausgedehnt wurde; es muß also auch hier ihre innere Arbeit $= U_1$ sein. Indem also die Luft aus dem Zustande v_2, p_2 in den v, p übergegangen ist, hat sich ihre innere Arbeit U_2 in die U_1 verändert, oder mit andern Worten, sie hat die innere Arbeit

$$U_2 - U_1$$

verloren. Gerade dieselbe innere Arbeit ist ihr aber zugeführt

worden, als sie aus dem Zustande v_1, p_1 in den v_2, p_2 überging. Demnach muß auch die Vermehrung der innern Arbeit $(U_2 - U_1)$ durch den Inhalt der Fläche $b\,g\,e\,v\,v_2$ dargestellt werden.

Bezeichnet also die Fläche $v_1\,a\,b\,v_2$, die in unserer Figur vertikal schraffirt ist, die äußere Arbeit, welche die Luft verrichtete, während sie aus dem Zustande v_1, p_1 in den v_2, p_2 überging; so repräsentirt die Fläche $v_2\,b\,g\,e\,v$ (in unserer Figur horizontal schraffirt) die Vermehrung der innern Arbeit.

Hat sich demnach das specifische Luftvolumen, dessen Zustand durch die Größen v_1 u. p_1, Figur 20, gegeben ist, durch Zuführung von Wärme auf der Curve $a\,c\,b$ auf das Volumen v_2 ausgedehnt, und ist dabei der Druck p_1 in den p_2 übergegangen, so finden wir auf folgende Weise die Vermehrung der innern Arbeit.

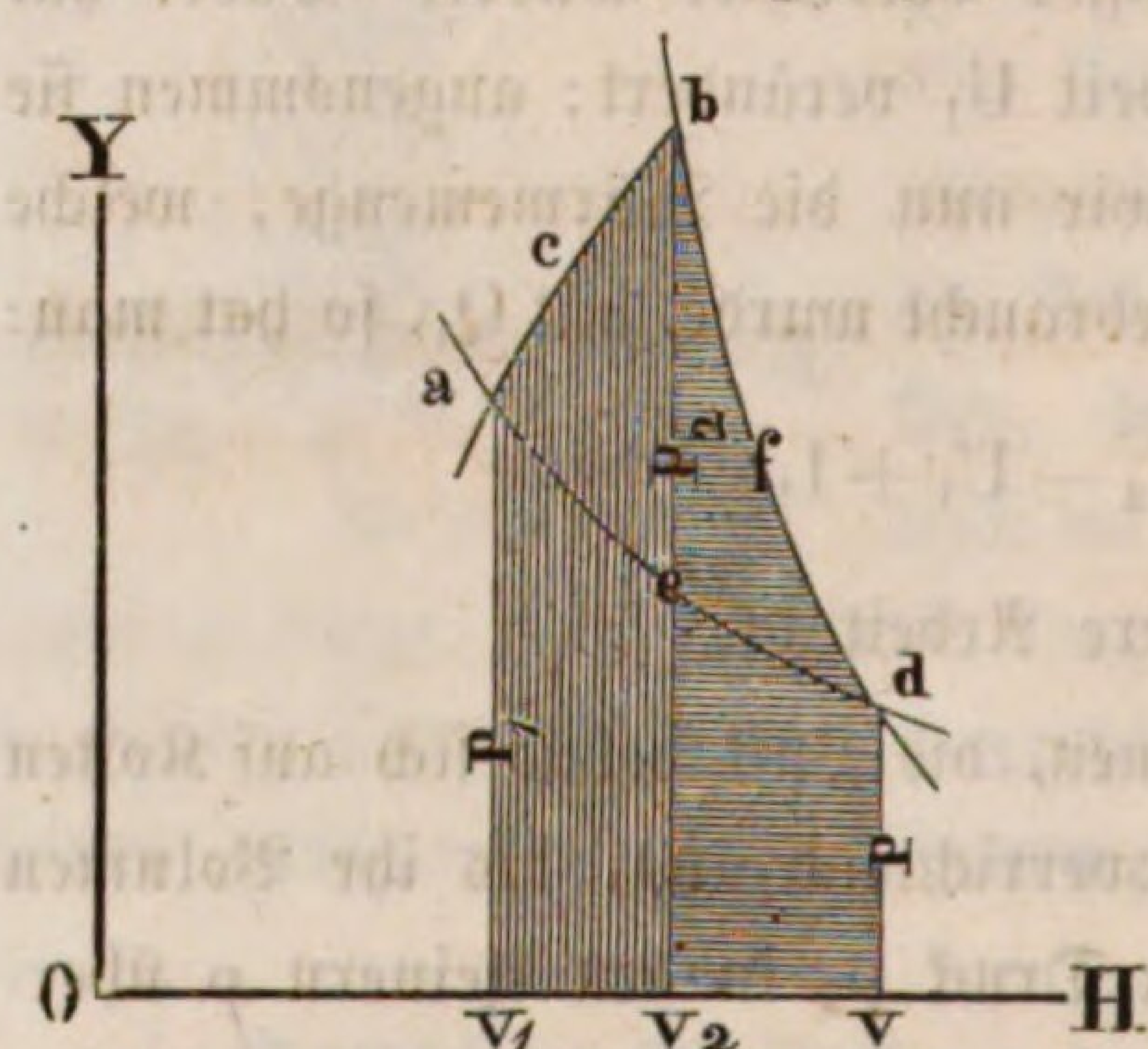


Fig. 20.

Wir construiren für a als Anfangspunkt die isothermische Linie $a\,e\,d$, sodann die adiabatische Curve $b\,f\,d$, die wir so weit fortsetzen, bis sie die erstere in d schneidet; endlich fällen wir von d die Senkrechte $d\,v$ auf die Abscissenachse. Die Fläche $v_2\,b\,f\,d\,v$ repräsentirt alsdann die Zunahme der innern Arbeit, die das specifische Luftvolumen erfahren hat, indem es aus dem Zustande v_1, p_1 in den v_2, p_2 überging. Dagegen stellt die Fläche $v_1\,a\,b\,d\,v$ die Summe der innern und äußern Arbeit dar, welche der zugeleiteten Wärmemenge äquivalent ist.

Die Vermehrung der innern Arbeit läßt sich übrigens auch auf folgende Weise graphisch darstellen:

Wir legen durch b, Fig. 21, die isothermische Linie $b\,g\,h$, und durch einen beliebigen Punkt g derselben die adiabatische

Curve gi, die wir so weit fortsetzen, bis sie die durch a gehende isothermische Linie durchschneidet; endlich fällen wir von g und i die Senkrechten gl und ik: alsdann repräsentirt, wie leicht erhellet, auch die Fläche gikl die aufgenommene innere Arbeit. Da in unserer Figur die krummen Linien keine wirklichen isothermischen oder adiabatischen Curven sind, so ist auch hier der Inhalt der Fläche gikl verschieden von dem der Fläche $b d v v_2$ (Fig. 20).

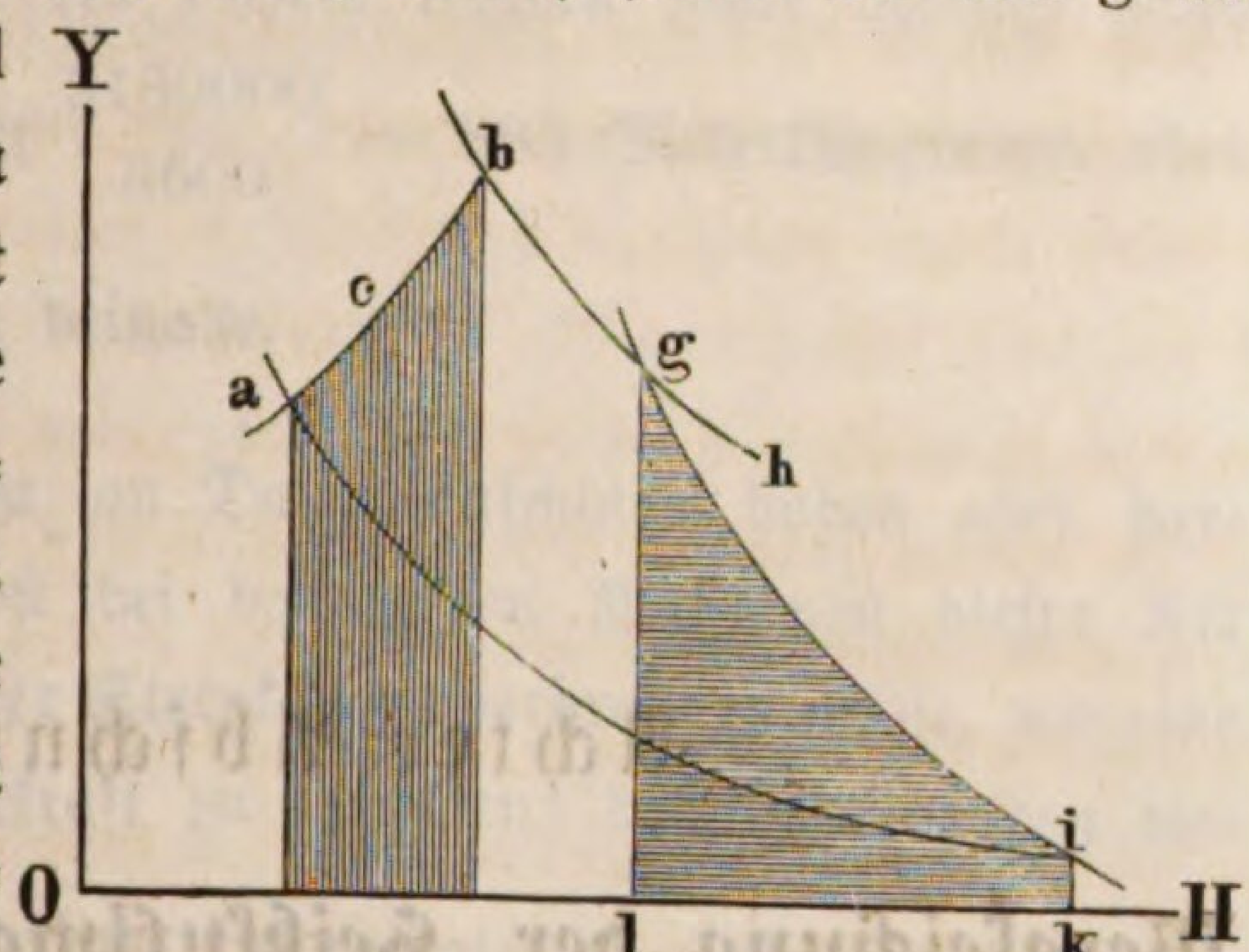


Fig. 21.

Achter Abschnitt.

Vergleichung der Heißluftmaschinen mit den Dampfmaschinen in ökonomischer Beziehung. Geschichtliches. Die verschiedenen Arten der calorischen Maschinen.

Güteverhältniß der Dampfmaschinen.

Es ist im Vorhergehenden nachgewiesen worden, daß eine Wärmeeinheit äquivalent sei mit einer mechanischen Arbeit von 424 Meterkilogramm. Nun liefert 1 Kilogramm guter Steinkohlen circa 7500 Wärmeeinheiten, d. h. wir sind im Stande, mit dieser Gewichtsmenge 7500 Kilogramm Wasser um 1° oder 750 Kilogramm um 10° in seiner Temperatur zu erhöhen. Wenn demnach alle Wärme, welche bei der Verbrennung von 1 Kilogramm Steinkohlen frei wird, in mechanische Arbeit umgesetzt werden könnte, so würde diese Wärmemenge eine Leistung von $7500 \times 424 = 3180000$ Meterkilogramm liefern können. Diese Arbeit würde natürlich in 1 Secunde geleistet werden, wenn die Verbrennung in dieser Zeit erfolgte, dagegen erst in

1 Stunde, also in 3600 Secunden, wenn dieselbe in diesem Zeitraume stattfände. In diesem letztern Falle betrüge dann die secundliche Leistung $\frac{3180000}{3600} = 883$ Meterkilogramm oder $\frac{883}{75} = 12$ Pferdekräfte beinahe.

Zahlreiche Versuche an Dampfmaschinen haben aber dargethan, daß man selbst bei den besten Maschinen dieser Art circa 2 Kilogramm guter Steinkohlen verbrennen müsse, um eine Leistung von 1 Pferdekraft zu erhalten; demnach würden dieselben nur $\frac{1}{24}$ von der im Brennmaterial enthaltenen Arbeit verwerthen. Die meisten Dampfmaschinen gebrauchen aber $1\frac{1}{2}$ bis 2 mal so viel, so daß deren Güteverhältniß nur $\frac{1}{24} \cdot \frac{1}{1,5} = \frac{1}{36}$ oder $\frac{1}{24} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{48}$ beträgt.

Es liegt nun für den Uneingeweihten der Gedanke nahe, daß der Grund dieser schlechten Verwerthung wohl besonders in der mangelhaften Feuerungsanlage, Kesselconstruction und in der wenig praktischen Einrichtung der Dampfmaschinen selbst zu suchen sei. Allein in allen diesen Anordnungen ist man gegenwärtig so weit gekommen, daß dieselben kaum noch einer Verbesserung fähig sind. Deßhalb war denn Redtenbacher der Ansicht, daß man von den Dampfmaschinen überhaupt nur dann günstigere Resultate erzielen könne, wenn die ganze Art und Weise der Umsetzung von Wärme in mechanische Arbeit, wie sie bei diesen Maschinen stattfindet, verlassen und statt ihrer eine andere zweckmäßigere eingeführt würde. Wie dieselbe aber beschaffen sein müsse, darüber hat uns Redtenbacher im Dunkeln gelassen. Aber es dürfte auch schwerlich nach dem gegenwärtigen Standpunkte der Wissenschaft Jemand zu finden sein, der hier-

über das nöthige Licht zu verbreiten im Stande wäre. Indessen hat Zeuner in seiner mechanischen Wärmetheorie zuerst nachgewiesen, daß unsere besseren Dampfmaschinen sowohl wie die Heißluftmaschinen das Brennmaterial sehr wohl verwerthen, und daß man etwas durchaus Unmögliches fordere, wenn man verlange, daß diese Maschinen alle im Brennmaterial enthaltene Wärme oder wenigstens den größten Theil derselben zu Gute machen müßten. In diesem Falle dürfte man auch von einer hydraulischen Umtriebsmaschine erwarten, daß sie das ganze Gefälle des Baches oder Flusses, wovon sie ihr Wasser erhält, vom Oberwasserspiegel bis zum Meeresspiegel verwerthete, eine Anforderung, der nur äußerst selten genügt werden kann.

Veranlassung zur Construction der Heißluftmaschinen.

Inzwischen gab die Ansicht über die höchst schlechte Verwendung des Brennmaterials bei den Dampfmaschinen, sowie wahrscheinlich auch die Gefahr der Explosion, die wir leider selbst gegenwärtig noch nicht vollständig zu beseitigen vermögen, die erste Veranlassung zur Construction der Heißluftmaschinen.

Es ist uns aus Früherem bekannt, daß das Wasser, wenn es aus dem flüssigen in den dampf- oder luftförmigen Zustand übergehen soll, nicht weniger als circa 540 Wärmeeinheiten bindet.*) Diese ungeheure Wärmemenge ist also allein nothwendig, um aus dem flüssigen Wasser dampfförmiges zu machen. Da nun die Luft von Natur aus die Gasgestalt besitzt, so bedarf man hier zu einer derartigen Umwandlung keiner Wärme, und demnach sollte man sagen, sie müsse als Betriebskraft ungleich billiger sein als der Wasserdampf. Die Sache ist indessen nicht so, wie sie uns auf den ersten Blick erscheint. Es wird uns dies aus dem Folgenden recht anschaulich werden.

*) Nach Brix waren es 550 Wärmeeinheiten.

Arbeit, welche 1 Kilogramm Wasser bei seiner Verdampfung leistet.

In nebenstehender Figur 22 stelle ABCD einen hohlen Cylinder dar, dessen Querschnitt genau 1 □Meter betrage. Auf dem Boden desselben befinde sich 1 Liter oder 1 Kubikdecimeter oder, dem Gewichte nach, 1 Kilogramm Wasser von 0°. Unmittelbar auf der Oberfläche des Wassers liege der luft- und dampfdicht schließende Kolben KK. Da der Querschnitt des Cylinders, also auch der des Kolbens 1 □Meter beträgt, so besitzt das Wasser eine Höhe von 1 Millimeter $= \frac{1}{1000}$ Meter; denn $^{1}/_{1000}$ Kubikmeter ist = 1 Kubikdecimeter.



Fig. 22.

Denken wir uns, der Stempel KK sei mit 10334 Kilogramm belastet und über demselben befinde sich ein luftleerer Raum. Jener Druck von 10334 Kilogramm entspricht dann dem der atmosphärischen Luft bei 0° Temperatur und 760 mm Barometerstand.

Erwärmen wir jetzt das Wasser bis zu 100°, so entwickelt sich bei weiterer Zuführung von Wärme aus demselben Dampf, der dem Drucke von 10334 Kilogramm das Gleichgewicht hält. — Es ist aus den Lehren der Physik bekannt, und wir werden auch auf diesen Gegenstand ausführlicher zurückkommen, wenn von den Dämpfen und der Dampfmaschine die Rede ist, daß eine Dampfbildung nicht eher eintritt, bis jene Temperatur von 100° erreicht ist; sollte dieselbe früher stattfinden, so müßte der Druck auf den Kolben vermindert werden. — Je mehr Wärme wir nun zuführen, desto mehr Wasser verdampft, und der Kolben wird

auf diese Weise immer höher gehoben; die Temperatur des Wassers und Dampfes bleibt aber bekanntlich stets 100°. Ist alles Wasser in Dampf verwandelt, so steht der Kolben $1734^{mm} = 1{,}734^{m}$ über dem Boden; denn in diesem Falle haben sich aus 1 Kubikdecimeter Wasser 1734 Kubikdecimeter Dampf gebildet.*) Der Druck oder das Gewicht von 10334 Kilogramm ist also durch einen Weg von $1{,}734^{m}$ überwunden worden; dies entspricht einer mechanischen Arbeit von $10334 \times 1{,}734 = 17919$ Meterkilogramm.

Da wir nun 540 Wärmeeinheiten dem auf 100° erwärmten Wasser zuführen mußten, um es in Dampf von 100° zu verwandeln, und da wir außerdem noch 100 Wärmeeinheiten bedurften, um das Wasser von 0 auf 100° zu erwärmen, so haben wir also zu jener Arbeitsleistung nicht weniger als 640 Wärmeeinheiten verwandt.

Wird der Kolben mit 2×10334 Kilogramm belastet, so tritt erst die Dampfentwickelung bei circa 121° ein; das Wasser muß also bis zu dieser Temperatur erwärmt werden, bevor der Kolben gehoben wird. Ist alles Wasser in Dampf verwandelt, so beträgt die Höhe, bis zu welcher K K gehoben wurde, 914 Millimeter = 0,914 Meter, es sind also aus 1 Kubikdecimeter Wasser 914 Kubikdecimeter Dampf von 2 Atmosphären Spannung entstanden, denn der Druck von $2 \cdot 10334$ Kilogramm pro Quadratmeter entspricht einem Drucke von 2 Atmosphären. Da der Dampf, der aus derselben Wassermenge entstanden ist, hier nur einen Raum von 914 Kubikdecimeter einnimmt, während er beim vorigen Versuche einen solchen von 1734 Kubikdecimeter einnahm, so ersieht man hieraus, daß jetzt seine Dichtigkeit beinahe doppelt so groß sein muß als vorhin. Fragen

*) Diese und die folgenden Zahlen, die sich auf den vorliegenden Gegenstand beziehen, sind den ältern Angaben entnommen. Wir werden bei der Theorie der Dämpfe hören, daß dieselben nicht ganz genau sind.

wir nach der Wärmemenge, welche in diesem Falle aufzuwenden war, um jenes Liter Wasser vollständig zu verdampfen, so lehrt die Physik, daß dieselbe auch nur circa 640 Calorien betrage. Die Leistung des Dampfes beträgt aber jetzt: 2 × 10334 × 0,914 = 18890 Meterkilogramm; sie ist also größer als beim ersten Versuche.

Belastet man den Kolben mit 3 × 10334 Kilogramm, so erfolgt die Verdampfung, also auch die Hebung des Kolbens erst bei einer Erwärmung auf ungefähr 135°; und wenn alles Wasser in Dampf verwandelt ist, beträgt die Höhe, bis zu welcher der Kolben gehoben wurde, 621 Millimeter = 0,621 Meter. Die Leistung des Dampfes oder der Wärme berechnet sich auf 3 × 10334 × 0,621 = 19252 Meterkilogramm; während die zugeführte Wärmemenge auch ungefähr 640 Calorien beträgt. U. s. f.

Es erhellet aus diesen Beispielen, daß die Leistung des Dampfes oder auch die der Wärme um so größer ist, je stärker der Stempel belastet oder je mehr das Wasser erwärmt wird, oder endlich, je größer die Expansivkraft des Dampfes ist.

In allen Fällen ist aber die auf die äußere Arbeit verwendete Wärme ungleich geringer, als diejenige, welche zur Verdampfung des Wassers, d. h. zur Umwandlung des flüssigen Zustandes desselben in den dampfförmigen, benutzt wurde. Im 1. Falle beträgt nämlich die letztere 540 · 424 = 228960 Meterkilogramm; im 2.: (640 — 121) 424 = 220056, und im 3.: (640 — 135) 424 = 214120 Meterkilogramm.

Dieser Umstand nun, daß die meiste dem Wasser zugeführte Wärme allein zur Verdampfung, zur Trennung der Wassermoleküle dient, hat — wie oben schon bemerkt — besonders zu der Idee Veranlassung gegeben, einen von Natur aus schon luftförmigen Körper als Betriebskraft zu benutzen, und hierzu bot sich offenbar kein geeigneter dar, als die Luft selbst.

Geschichtliche Notizen über die Heißluftmaschinen.

Der Erste, der die Idee, die heiße Luft als bewegende Kraft zu benutzen, verwirklichte, scheint nach dem Jahrbuche der Erfindungen (1. Band, 1865, Verlag von Quandt u. Händel in Leipzig) John Stirling in Glasgow gewesen zu sein; er soll schon im Jahre 1827 eine Lufterpansionsmaschine zu Stande gebracht haben, deren Construction und Leistungsfähigkeit indessen nicht bekannt geworden zu sein scheint. „Sechs Jahre später brachte ein schwedischer Ingenieur, Johannes Ericsson, eine ähnliche Maschine, die er Caloric Engine (calorische Maschine) nannte, in London in Gang. Indessen machte die Erfindung in England kein Glück, trotzdem daß bedeutende Männer wie Faraday und Ure sich für dieselbe interessirten, und Ericsson wandte sich später nach Nord-Amerika, wo er in verschiedenen Zweigen der Technik eine vielseitige Thätigkeit entwickelte. Dabei arbeitete er immer an der Vervollkommnung der calorischen Maschine und im Jahre 1848 gelang es ihm, die erste Maschine eines verbesserten Systemes in der Eisengießerei von Hoggs und Dalamater in New-York aufzustellen. Dieselbe hatte nur 5 Pferdekraft, aber schon im folgenden Jahre wurde eine größere von 60 Pferdekraft aufgestellt, und im Jahre 1851 konnte man eine calorische Maschine auf der Londoner Ausstellung im Gang sehen. Hierdurch wurde die Maschine in weiteren Kreisen bekannt, indessen betrachtete man sie in Europa mehr als eine interessante Spielerei, unfähig in der Praxis mit der Dampfmaschine zu concurriren.

Diese letztere Ansicht wurde denn auch durch die Erfahrungen, welche man in Nord-Amerika in den nächsten Jahren machte, keineswegs widerlegt. Dort nahm man sich nämlich der Erfindung Ericsson's mit großem Eifer an, und es trat eine Gesellschaft zusammen, an deren Spitze ein New-Yorker Kaufmann

John B. Kitching stand und zu welcher auch der Marine-secretär Kennedy gehörte, um den Bau eines großen Schiffes mit calorischer Maschine zu ermöglichen. Dieses lief am 1. November 1852 vom Stapel und machte am 15. Februar 1853 seine erste Fahrt nach Alexandria, dem Hafen von Washington."

Das Schiff hatte einen Gehalt von 2200 Tonnen; es waren 4 calorische Maschinen in demselben aufgestellt, welche die beiden Schaufelräder in Umdrehung setzten, und zwar dienten je zwei der Maschinen zur Bewegung einer Bläuelstange. Die Arbeits-cylinder hatten 14 Fuß Durchmesser und 6 Fuß Kolbenhub, und die Luft wurde in ihnen bis auf 195° C. erwärmt. Um keine Wärme zu verlieren und den Aufwand von Brenn-material auf ein Minimum zu reduciren, waren vier besonders bemerkenswerthe Vorrichtungen neben den Arbeitscylindern auf-gestellt, welche den Namen „Regeneratoren" führten. Jeder derselben hatte eine Drahtmasse von fast 50 geographischen Meilen Länge (?). Bevor die Betriebsluft ins Freie gelangte, passirte sie diese Drahtnetze und gab an dieselben ihre über-flüssige Wärme ab, die alsdann zur Vorwärmung der neu eintretenden Luft benutzt wurde. Die Maschine sollte nach Ericsson's Berechnung eine Leistung von 600 Pferdekräften liefern, und da sie in 24 Stunden 8 Tonnen Steinkohlen verbrauchte, so erforderte die Pferdekraft pro Stunde das außerordentlich geringe Quantum von 1,11 Pfd. engl., also circa $^1/_2$ Kilogramm. Nach den Untersuchungen des Professors Norton aus New-Haven betrug indessen der Effect der Maschine bei der Probefahrt nur 300 Pferdekräfte, mithin ergab sich der Steinkoh-lenverbrauch zu 2,22 Pfd. für die Pferdekraft und Stunde, was immerhin noch im Vergleich mit den besten Schiffsdampfmaschinen, die circa 3,11 Pfd. verbrauchen, eine nennenswerthe Ersparniß war.

Wenn so auf der einen Seite durch geringeren Brenn-material-Verbrauch die Maschine einer gewöhnlichen Dampf-

maschine vorzuziehen war, so hatte sie doch den Nachtheil, daß sie einen ungleich größern Raum einnahm und ein weit größeres Gewicht besaß. Norton kam daher in seinem Gutachten über die Maschine zu dem Resultate, daß dieselbe in ihrem dermaligen Zustande zum Betriebe von Schiffen, sowie für Locomotiven auf Eisenbahnen nicht geeignet, daß sie dagegen da, wo es auf das Gewicht weniger, wohl aber auf Ersparniß des Brennmaterials ankomme, also z. B. im Kleinbetriebe, eine bedeutende Zukunft besitzen würde.

Ericsson selbst hatte während der Probefahrt mancherlei Mängel an seiner Maschine bemerkt, die er nach der Rückkehr des Schiffes nach New-York zu beseitigen suchte. Statt der vier Arbeitscylinder brachte er nunmehr zwei mit etwas kleinerem Durchmesser aber größerem Kolbenhub an. Indessen fielen die Probefahrten mit diesem neuen Apparate noch ungünstiger aus als die mit dem erstern, und so sah man sich im Anfange des Jahres 1854 veranlaßt, die Heißluftmaschine mit einer gewöhnlichen Schiffsdampfmaschine zu vertauschen.

Der geniale Mechaniker beschäftigte sich von nun an mit der Construction kleinerer Maschinen, die besonders für den kleineren Gewerbebetrieb dienen sollten. Im Jahre 1860 gelang es ihm, eine derartige Maschine in möglichster Vollkommenheit herzustellen, die nicht sowohl in Amerika, als auch in Frankreich, Deutschland und Schweden allgemeinen Eingang fand. In Deutschland war es besonders der Dirigent der Maschinenfabrik der vereinigten Hamburg-Magdeburger Dampfschifffahrts-Compagnie, der Ingenieur Brami Andreä, der sich für die Einführung der neuen Erfindung vorzüglich interessirte. Aber auch sie hat allerdings die Hoffnungen nicht verwirklicht, die man anfänglich in dieselbe gesetzt hatte. Nach wenigen Jahren wurde sie aus manchen Werkstätten wieder entfernt und durch eine Dampfmaschine ersetzt. — Wir werden alsbald auf die genauere Beschreibung der Ericsson'schen Maschine zurückkommen.

Vergleich der Leistungen zwischen der heißen Luft und dem Wasserdampfe.

Sehen wir nun zu, ob in der That die heiße Luft ein billigerer Motor ist als der Wasserdampf.

Denken wir uns wieder unter dem Kolben KK (Fig. 23), dessen Querschnitt 1 □ Meter betragen möge, sei 1 Kilogramm Luft von 0° und atmosphärischer Spannung eingeschlossen. Diese nimmt alsdann einen Raum von 0,7733 Kubikmeter ein. Der Kolben KK steht demnach 0,7733 m über dem Boden des Cylinders. Ueber dem Kolben sei wieder ein luftleerer Raum und die Belastung des erstern betrage 10334 Kilogramm.

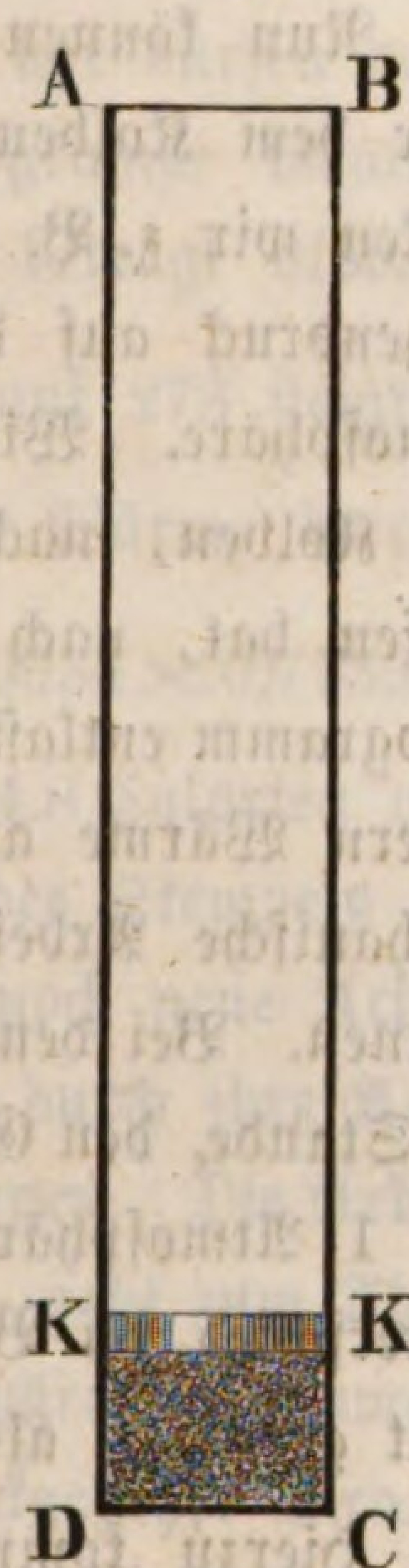


Fig. 23.

Eine Ausdehnung der Luft kann unter diesen Verhältnissen nicht stattfinden, denn jener Druck hält dem Luftdruck von unten nach oben das Gleichgewicht.

Erwärmen wir jetzt die eingeschlossene Luft allmälig bis auf 273°, so dehnt sie sich, wie wir wissen, auf den doppelten Raum aus, der Kolben wird also um 0,7733 Meter gehoben. Die geleistete Arbeit beträgt demnach $10334 \times 0{,}7733 = 7991$ Meterkilogramm; die verbrauchte Wärme beläuft sich auf $0{,}2375 \times 273 = 64{,}84$ Calorien.

Als wir 1 Kilogramm Wasser in Dampf von 1 Atmosphäre Spannung verwandelten, gewannen wir mit 640 Wärmeeinheiten eine Arbeit von 17919 Meterkilogramm. (Seite 134). Wollten wir nur eine Arbeit von 7791 Meterkilogramm erhalten, wie bei der Luft, so hätten wir nur $\frac{7791}{17919} = 0{,}45$ Kilogramm Wasser zu verdampfen, wozu wir denn auch nur $640 \times 0{,}45$

= 288 Calorien zu verwenden hätten. Wir gewinnen also in der That mit 64,94 Wärmeeinheiten bei der Luft ebenso viel als mit 288 Calorien beim Wasser, oder umgekehrt, wollen wir unter den in Rede stehenden Verhältnissen durch Wasser dieselbe Arbeit erzeugen, als durch die Luft, so müssen wir $\frac{288}{64{,}84} = 4{,}44$ mal mehr Brennmaterial anwenden.

Nun können wir aber bei Anwendung von Wasserdampf über dem Kolben einen fast luftleeren Raum erzeugen; denn denken wir z. B. an eine Condensationsmaschine, so beträgt der Gegendruck auf den Kolben des Cylinders ja nur $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{7}$ Atmosphäre. Wir können also bei jenem Versuche auf S. 133 den Kolben, nachdem er den Raum von 1,734 Meter durchlaufen hat, nach und nach bis zu $\frac{1}{7} \cdot 10334$ oder $\frac{1}{6} \cdot 10334$ Kilogramm entlasten (wobei sich dann der Dampf auf Kosten seiner innern Wärme ausdehnt) und so noch eine nicht unbedeutende mechanische Arbeit ohne weitere Aufwendung von Wärme gewinnen. Bei den Heißluftmaschinen sind wir indessen nicht wohl im Stande, den Gegendruck auf den Kolben niedriger zu machen als 1 Atmosphäre. — Durch diese Thatsachen wird nun der Unterschied im Brennmaterial-Verbrauche bei beiden Maschinen weit geringer, als er vorher berechnet worden ist.

Hierzu kommt nun noch, daß man bei Anwendung des Wasserdampfes die Maschine selbst ungleich kleiner machen kann, als bei Anwendung der heißen Luft. — Denn soll im 1. Beispiele auf Seite 133 nur die Arbeit von 7991 Meterkilogramm gewonnen werden, sollen also nur 0,45 Kilogramm Wasser verdampfen, so wird der Kolben nur auf eine Höhe von $1{,}734 \times 0{,}45 = 0{,}7803$ Meter gehoben; der ganze Raum, den man zu jener Arbeitsleistung nothwendig hat, beträgt also $1 \times 0{,}7813$ Kubikmeter. Bei Anwendung der Luft beträgt er dagegen im Ganzen $2 \times 0{,}7733 = 1{,}5466$ Kubikmeter, er ist also fast doppelt so

groß. (Indessen hat man bei Dampfmaschinen 20 bis 30 mal so viel Dampf vorräthig, als von der Maschine pro Hub verbraucht wird, so daß also unter diesen Umständen der ganze Apparat, d. h. Maschine mit Kessel, für die Dampfmaschine größer ausfallen dürfte, als für eine Heißluftmaschine.)

Comprimiren wir die Luft unter dem Kolben, Fig. 23, auf 3 Atmosphären, so nimmt sie nur $^1/_3$ des Raumes ein, den sie bei einer Spannung von 1 Atmosphäre besitzt; wir dürfen dann auch den Kolben KK mit 3×10334 Kilogramm belasten. Seine Höhe über dem Boden des Cylinders beträgt alsdann $\frac{0,7733}{3} = 0,2578$ Meter. Durch Erwärmung auf 273 steigt er auf die doppelte Höhe und die Leistung der Wärme beträgt wieder wie vorhin $3 \times 10334 \times \frac{0,7733}{3} = 10334 \times 0,7733 =$ 7991 Meterkilogramm, während auch wieder 64,8 Calorien verbraucht werden. Durch allmälige Entlastung des Stempels bis auf 10334 Kilogramm können wir aber nun noch neue Arbeit durch die eigentliche Expansion der Luft, also durch ihre Ausdehnung auf Kosten ihrer eignen Wärme gewinnen. Die Arbeit aber, welche durch die Expansion gewonnen wird, geht zum Theil verloren, wenn die Luft wieder auf 3 Atmosphären zusammengepreßt und so in ihren Anfangszustand zurückgeführt wird.*)

Vergleichen wir nun hiermit den Versuch auf Seite 135, wo wir 1 Kilogramm Wasser in Dampf von 3 Atmosphären Spannung verwandelten. Wollen wir auch bei diesem Versuche nur eine Leistung von 7991 Meterkilogramm erreichen, so haben wir nur $\frac{7791}{19252} = 0,405$ Kilogramm Wasser zu verdampfen,

*) Es mag hier bemerkt werden, daß in dem Zahlenbeispiele 2, Seite 92, ein Versehen vorgekommen ist, da bei der Expansion, wenn die Luft wieder auf 10° erkalten soll, die Spannung derselben unter 1 Atmosphäre, nämlich nach der Berechnung auf circa 0,358 Atmosphären heruntergeht.

also auch nur $640 \times 0,405 = 259,2$ Calorien zu verbrauchen, also immerhin noch $\frac{259,2}{64,8} = 4$ mal so viel als bei der auf 3 Atmosphäre gespannten Luft. Dagegen können wir nun durch allmälige Entlastung des Stempels, indem wir den Dampf so lange durch Expansion wirken lassen, bis er nur noch $^1/_6$ bis $^1/_7$ Atmosphären Spannung besitzt, eine bedeutende Wirkung gewinnen, von der auch fast gar nichts verloren geht. Denn in der That nimmt jene Wassermasse von 0,405 Kilogramm, die wir dem Kessel wieder zuführen müssen, einen sehr kleinen Raum ein, so daß zu dem Eindrücken derselben in den Kessel nur eine höchst geringe mechanische Arbeit erforderlich ist. — So wird denn unter diesen Verhältnissen vielleicht kaum doppelt so viel Brennmaterial verzehrt, als bei Anwendung der Luft.

Aus diesen Thatsachen geht also hervor, daß im Allgemeinen allerdings die heiße Luft eine billigere Betriebskraft ist, als der Wasserdampf, daß der Unterschied aber um so geringer wird, je höher man die Dämpfe spannt und je mehr man dieselben durch Expansion wirken läßt. Dazu kommt nun noch, daß die eigentliche Maschine bei derselben Leistung kleiner ausfällt als eine Heißluftmaschine und daß man den Dampf auf eine weit geringere Temperatur zu erwärmen braucht, als die Luft. Durch diesen Umstand können aber Kolben und Stopfbüchse leichter fettig erhalten und die Reibung kann bedeutend verringert werden. Dagegen sind nun aber die Heißluftmaschinen vollkommen gefahrlos, können äußerst leicht beaufsichtigt und fast überall aufgestellt werden und erfordern zu ihrem Betriebe gar kein oder doch im Ganzen nur wenig Wasser (Laubereau'sche und Lehmann'sche Heißluftmaschine).

Wir wollen uns nun mit der Einrichtung und Theorie der einzelnen Systeme der Heißluftmaschinen etwas genauer bekannt machen.

I. Offene Heißluftmaschinen mit offener Feuerung, bei denen die heiße Luft mit jedem Kolbenhube ausgestoßen wird; calorische Maschine von Ericsson nach dem System von 1860.

Beschreibung.

Fig. 24 stellt den ideellen Durchschnitt einer derartigen Maschine dar. abcd ist ein liegender Cylinder, der auf der rechten Hälfte in seinem Innern genau cylindrisch ausgedreht ist. In demselben können sich die beiden Kolben pq und rs, von denen der eine Arbeitskolben, der andere Speisekolben genannt wird, hin und her bewegen.

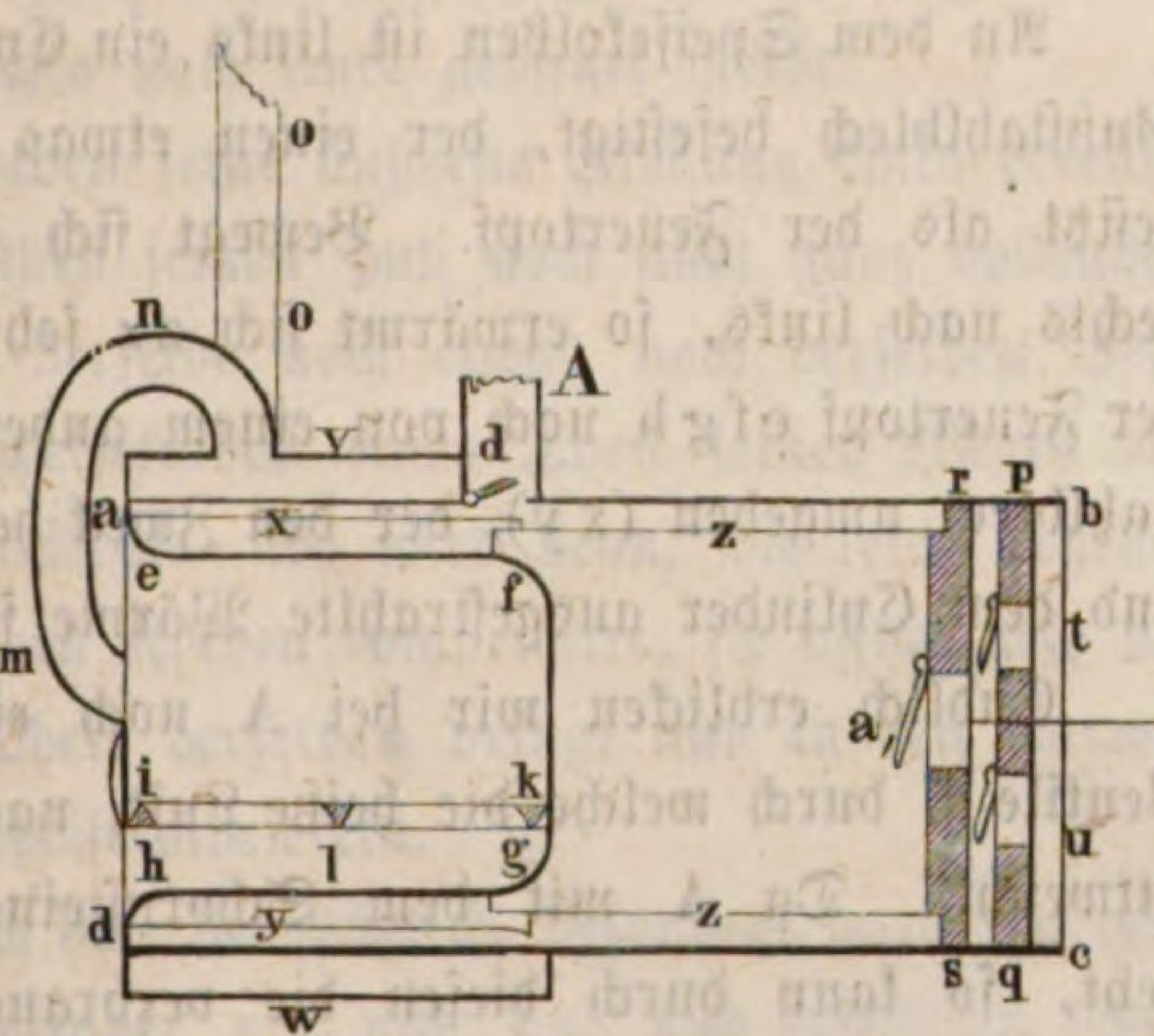


Fig. 24.

In dem hintern Theile des Cylinders ist ein eiserner Feuertopf efgh angebracht; ik ist der Rost, l der Aschenfall. Die heiße Luft strömt aus dem Feuerungsraume durch das Rohr mn in einen andern Raum vw, der den hintern Theil des Cylinders abcd umgiebt. Auf diese Weise wird die erzeugte Wärme so viel wie möglich auf den Cylinder übertragen. Aus dem Raume vw entweicht die warme Luft in den Schornstein oo, durch welchen sie in die freie Luft gelangt. — Damit der Feuertopf efgh weniger von der Hitze leide, ist er inwendig mit einer Lehmdecke versehen.

Der Arbeitskolben pq, der mit seinem Umfange luftdicht an den Cylinder anschließt, enthält zwei Ventile, t und u, die

sich nach links öffnen und nach rechts schließen. Die Bewegung dieses Kolbens wird vermittelst zweier Stangen und eines Hebelwerkes auf ein Schwungrad übertragen, dessen eine Hälfte ein größeres Gewicht besitzt als die andere. Von diesem überträgt eine andere Hebelverbindung die Bewegung auf den Speisekolben r s; dieselbe ist so construirt, daß dadurch der Speisekolben eine größere Geschwindigkeit erhält als der Arbeitskolben oder daß er in derselben Zeit einen größern Weg zurücklegt als jener.

An dem Speisekolben ist links ein Cylinder z z von dünnem Gußstahlblech befestigt, der einen etwas größern Durchmesser besitzt als der Feuertopf. Bewegt sich der Speisekolben von rechts nach links, so erwärmt sich z z sehr schnell. Sodann ist der Feuertopf e f g h noch von einem andern Cylinder von Gußstahlblech umgeben (x y), der den Zweck hat, die vom Feuertopfe und dem Cylinder ausgestrahlte Wärme schnell aufzunehmen.

Endlich erblicken wir bei A noch eine Röhre mit einem Ventile d, durch welche die heiße Luft, nachdem sie gewirkt hat, entweicht. Da A mit dem Schornsteine o o in Verbindung steht, so kann durch diesen die verbrauchte Luft sammt den Verbrennungsproducten ins Freie oder in einen verschlossenen Raum abgeführt werden.

Wirkungsweise der Maschine.

Betrachten wir nun die Wirkungsweise der Maschine. — Zuerst wird das Schwungrad durch eine an der Maschine angebrachte einfache Vorrichtung so gedreht, daß der Schwerpunkt der schwereren Hälfte des Rades etwas zur Seite des höchsten Punktes zu liegen kommt. Alsdann sinkt jener Punkt von selbst nach unten; das Schwungrad dreht sich also um 180°. Diese Bewegung wird nun durch die oben genannten Hebelverbindungen beiden Kolben p q und r s mitgetheilt. Da sich

aber der Speisekolben r s schneller bewegt als der Arbeitskolben p q, so entsteht zwischen beiden ein luftverdünnter Raum. In Folge dessen öffnen sich die Ventile t und u des Arbeitskolbens und atmosphärische Luft dringt in jenen Raum ein. Das Ventil a_1 des Speisekolbens, welches indessen eine ganz andere Gestalt besitzt, als dies in unserer Figur angegeben worden, auch an einer andern Stelle angebracht ist, schließt sich. Die im Cylinder zurückgebliebene heiße Luft entweicht durch das Ventil d, indem solches während der ganzen Bewegung des Speisekolbens von rechts nach links geöffnet bleibt.

Hat der Speisekolben seine äußerste Stellung links erreicht, so hat der Arbeitskolben seinen Hub noch nicht ganz vollendet; vielmehr bewegt sich derselbe noch etwas nach derselben Seite hin, während der Speisekolben einen Theil seines Weges von links nach rechts zurücklegt. So wird denn, wie leicht erhellet, die Luft zwischen beiden Kolben comprimirt, sie öffnet also das Ventil a_1 und ein Theil derselben dringt nun in den warmen Raum hinter dem Speisekolben ein.

Hier erwärmt sich derselbe plötzlich, besonders durch die etwa roth warmen Blechcylinder x x und z z, uud erhält in Folge dessen eine größere Expansivkraft. Diese größere Spannung aber vertheilt sich auf das g a n z e e i n g e s c h l o s s e n e Luftvolumen, nämlich nicht blos auf die hinter dem Speisekolben befindliche w a r m e Luft, sondern auch auf die k a l t e, die zwischen den beiden Kolben enthalten ist. Vermöge dieser größern Expansivkraft wird nun der Arbeitskolben nach rechts getrieben.

Sowie aber dieser seine Bewegung nach jener Richtung hin beginnt, setzt auch der Speisekolben die seinige in demselben Sinne fort; und da letzterer eine größere Geschwindigkeit besitzt, als der Arbeitskolben, so dringt immer mehr kalte Luft durch a_1 in den heißen Raum ein. In Folge dessen wird die Spannung der eingeschlossenen Luft immer größer; sie erreicht

aber ihr Maximum, wenn der Speisekolben die Hälfte seines Weges durchlaufen hat und seine größte Geschwindigkeit besitzt.

Von nun an nimmt dieselbe allmälig ab, bis sie circa noch einen Druck von 1,16 Atmosphären besitzt, wenn der Speisekolben am Ende seines Weges angekommen ist.

In diesem Augenblicke öffnet sich das Auslaßventil d, die gespannte Luft entweicht durch dasselbe schnell, während der hintere Kolben seinen Weg von rechts nach links zurücklegt. Indem aber so die Spannung der innern Luft bis auf 1 Atmosphäre heruntergeht, legt der Arbeitskolben noch etwa $1/2''$ oder circa $1/17$ seines ganzen Weges zurück, so daß man annehmen kann, daß auf dieser Strecke der Druck auf beiden Seiten des Arbeitskolbens gleich groß sei.

Es verdient besonders bemerkt zu werden, daß das Ventil a_1 während des Hinganges des Speisekolbens (so wollen wir die Bewegung desselben von links nach rechts nennen) ununterbrochen geöffnet bleibt, daß sich also die größere Spannung der heißen Luft auf die kältere zwischen beiden Kolben überträgt und daß demnach nur der vordere Kolben durch diese größere Expansion fortgeschoben wird. Aus diesem Grunde hat er denn auch den Namen Arbeitskolben erhalten. Der hintere Kolben läßt also, vermöge seiner größern Geschwindigkeit, allmälig die kalte Luft in den heißen Raum gelangen, er speist denselben gleichsam mit kalter Luft und wird also mit Recht Speisekolben genannt. Durch diese Anordnung wird der Arbeitskolben vor der strahlenden Wärme des heißen Cylindertheiles geschützt, er kann mit Fett geschmiert werden und erhält sich auf diese Weise sehr gut. In der That liegt hierin zum Theil das höchst Geistreiche der ganzen Erfindung. — Während des Rückganges des Speisekolbens (so mag die Bewegung desselben von rechts nach links genannt werden) ist das Ventil a_1 geschlossen.

Damit sich aber nun die kalte Luft, wenn sie in den warmen Raum hinter dem Speisekolben gelangt, schnell erwärme, was durch das Ventil a_1 nicht erreicht werden könnte, ist folgende Anordnung getroffen.

Im Umfange des Speisekolbens r s, Fig. 25, sind eine Menge rechteckiger Einschnitte angebracht, die etwa ½ bis 1″ breit und 3 bis 4‴ tief sind. In unserer Figur sind derselben nur zwei, o, o, sichtbar. Hinter diesen liegt ein stählerner Ring t, t, der mit seinem äußern Umfange genau an die Cylinderwand anschließt, von innen aber den Umfang des Speisekolbens nicht berührt, sondern etwa ¼ Zoll davon absteht.

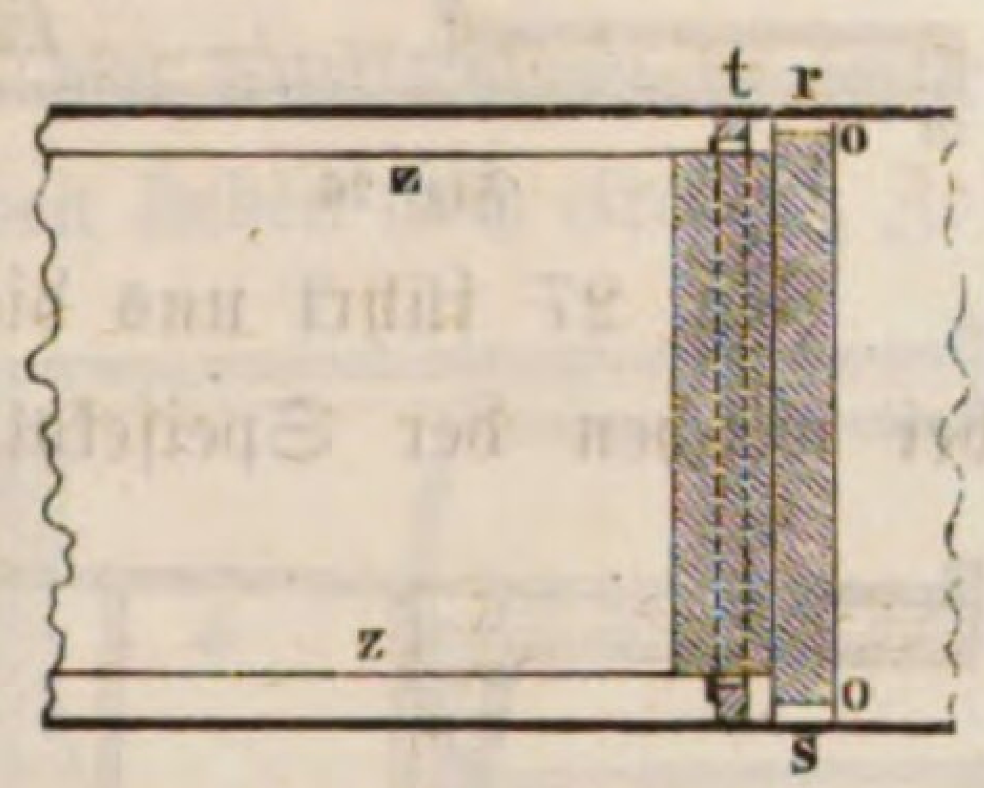


Fig. 25.

In der Stellung, die der Ring in unserer Figur einnimmt, besteht eine Communication zwischen dem Raume rechts und links vom Speisekolben, kalte Luft von rechts kann also nach links gelangen. Diese Stellung besitzt der Ring, wenn der Speisekolben auf seinem Hingange begriffen ist. Damit sich ersterer in diesem Falle nicht zu weit nach links bewege, sind hinter demselben, am Umfange des Speisekolbens, einige Stifte angebracht, die in unserer Figur durch kleine Striche angedeutet wurden. Sowie der Kolben seinen Rückgang antritt, legt sich der Ring dicht an den Speisekolben an, die Oeffnungen o, o, werden auf diese Weise vollkommen geschlossen. Es wird dies auch recht einleuchtend, wenn man bedenkt, daß beim Rückgange des Kolbens rechts von demselben ein luftverdünnter Raum entsteht, während die Luft auf der linken Seite desselben die Spannung von 1 Atmosphäre besitzt.

Damit uns nun die ganze Wirkungsweise der Maschine noch anschaulicher werde, haben wir in den Figuren 26, 27, 28, 29 und 30 die vorzüglichsten Kolbenpositionen gezeichnet, die dem Werkchen des Herrn Boetius (die Ericsson'sche calorische

Maschine und Lenoir's Gasmaschine 2c., Hamburg, bei Otto Meißner) entnommen sind.

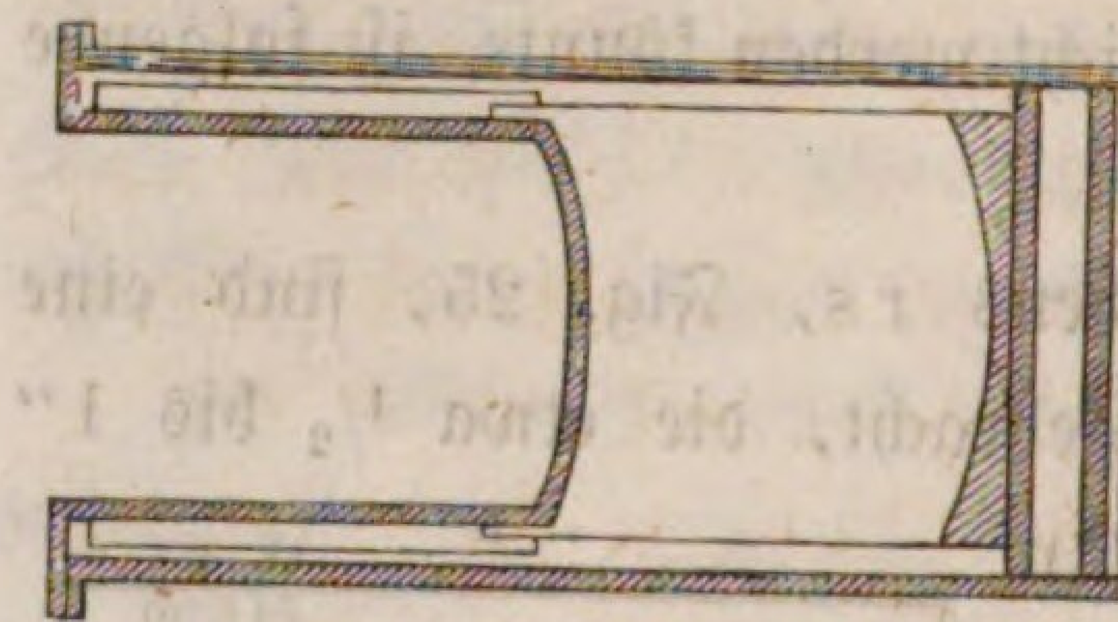


Fig. 26.

In Fig. 26 hat der Arbeitskolben das Ende seines Weges von links nach rechts durchlaufen, der Speisekolben ist schon etwas zurückgegangen; die Spannung der Luft im Innern der Maschine beträgt 1 Atmos.

Fig. 27 führt uns diejenigen Kolbenstellungen vor Augen, bei welchen der Speisekolben seinen Rückgang vollendet, der Arbeitskolben dagegen noch 0,041 Meter nach links zu durchlaufen hat. Zwischen beiden Kolben ist jetzt kalte Luft von atmosphärischer Spannung eingeschlossen.

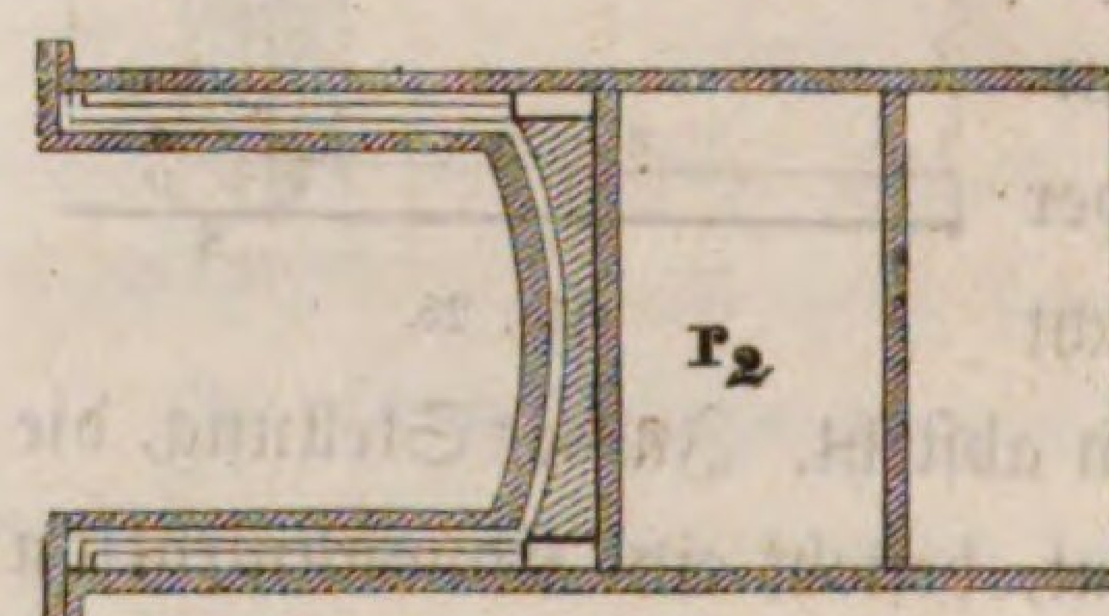


Fig. 27.

In Fig. 28 hat der Speisekolben schon einen Theil seines Weges nach rechts zurückgelegt, während der Arbeitskolben am linken Ende seiner Bahn angekommen ist. Die Luft zwischen beiden Kolben ist während dessen comprimirt worden. Das Ringventil am Speisekolben hat sich geöffnet und kalte Luft ist in den erwärmten Raum eingedrungen.

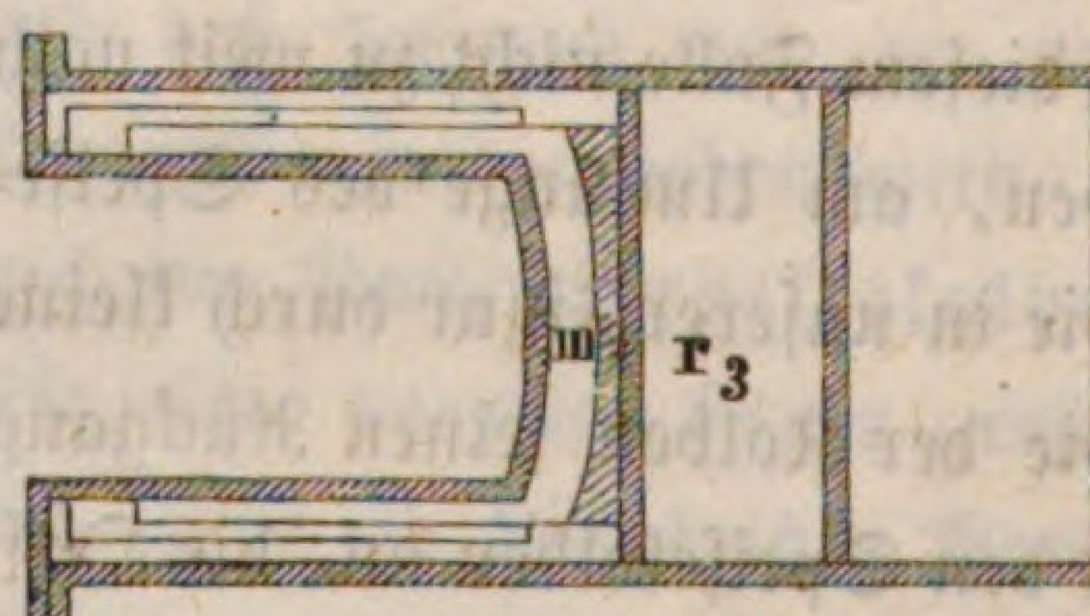


Fig. 28.

In Folge dessen hat also das ganze eingeschlossene Luftvolumen eine höhere Spannung angenommen, die nun auf den Arbeitskolben übertragen wird.

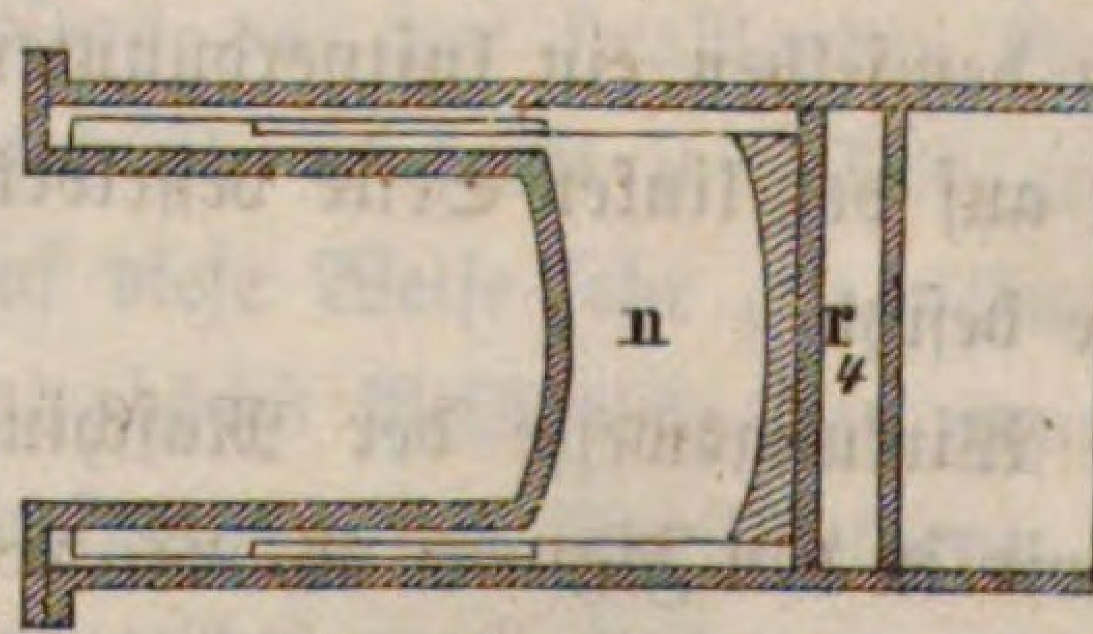


Fig. 29.

Die Fig. 29 zeigt uns den Speisekolben in der Mitte seines Weges, wo er seine größte Geschwindigkeit besitzt und der größte Theil der kalten Luft schon er-

wärmt worden ist. Hier muß also das Maximum der Spannung vorhanden sein. Beide Kolben gehen von nun an beinahe mit gleicher Geschwindigkeit nach rechts, es kann also nur noch wenig kalte Luft in den erwärmten Raum eindringen, so daß die Vergrößerung der Expansivkraft geringer ist als die Vergrößerung des Volumens; die expandirende Luft treibt also nunmehr den Arbeitskolben vorwärts.

Endlich erblicken wir in Fig. 30 den Speisekolben in seiner äußersten Stellung rechts; beide Kolben stehen noch circa $^1/_2$ Zoll von einander ab. In diesem Augenblicke öffnet sich das Auslaßventil und die Spannung der Luft geht bis auf 1 Atmosphäre herunter. Der Arbeitskolben hat noch $^1/_{17}$ seines Weges zu durchlaufen, während der Speisekolben seinen Rückgang antritt; beide Kolben nehmen nun alsbald wieder die Stellungen ein, die sie Fig. 25 besitzen.

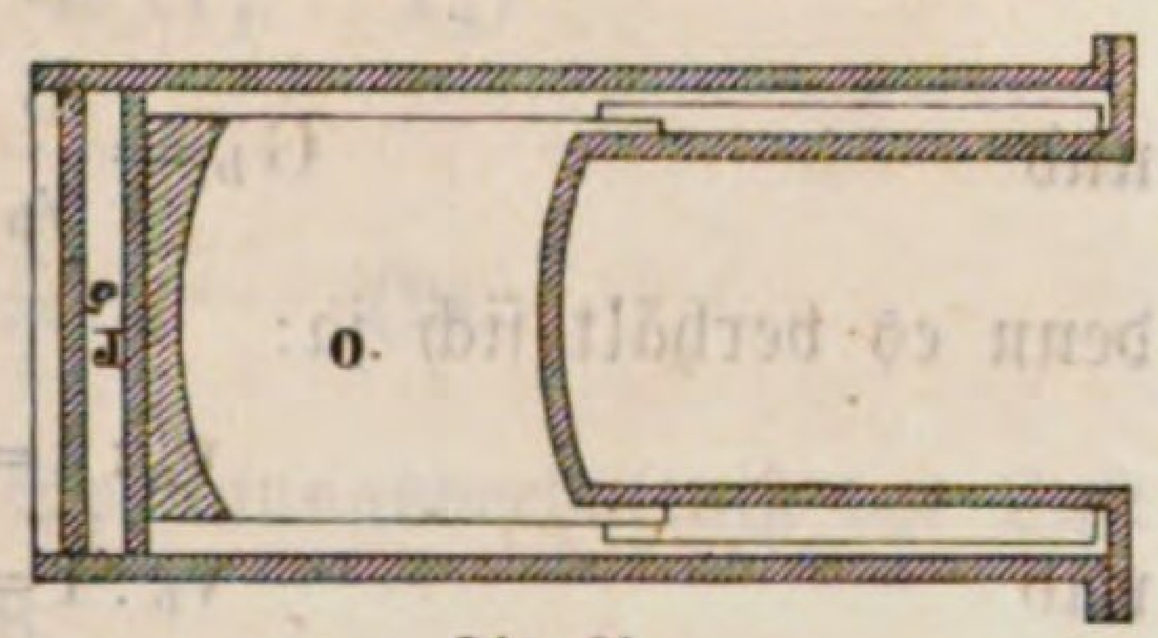


Fig. 30.

Expansionsverhältnisse in der Ericsson'schen Maschine.

Es soll jetzt unsere Aufgabe sein, die verschiedenen Spannungen der Luft bei den einzelnen Kolbenstellungen, die wir in den Figuren 26, 27 ꝛc. dargestellt haben, zu ermitteln.

In Fig. 27 hat die Luft rechts und links vom Speisekolben die Spannung der Atmosphäre, die wir mit p bezeichnen wollen. Das Luftvolumen in dem Raume r_2 betrage A Kubikmeter und besitze eine absolute Temperatur von $T_1{}^0$. Hinter dem Speisekolben mögen (in dem ringförmigen Raume) B Kubikmeter Luft von $T_2{}^0$ eingeschlossen sein.

Ist nun das specifische Volumen (Volumen von 1 Kilogramm) der A Kubikmeter $= v_a$ und das der B Kubikmeter $= v_b$, so hat man nach Formel XII:

$$p\,v_a = R\,T_1$$

oder
$$v_a = \frac{R\,T_1}{p} \cdots\cdots (1)$$

und
$$p\,v_b = R\,T_2$$

oder
$$v_b = \frac{R\,T_2}{p} \cdots\cdots (2).$$

Bezeichnen wir ferner das Gewicht der A Kubikmeter mit G_a und das der B Kubikmeter mit G_b, so ist:

$$G_a = \frac{A}{v_a} \cdots\cdots (3)$$

und
$$G_b = \frac{B}{v_b} \cdots\cdots (4);$$

denn es verhält sich ja:

$$v_a : 1 = A : G_a$$

und
$$v_b : 1 = B : G_b.$$

Setzen wir in (3) und (4) statt v_a und v_b die Werthe aus (1) und (2), so ergiebt sich:

$$G_a = \frac{A\,p}{R\,T_1} \cdots\cdots (5)$$

und
$$G_b = \frac{B\,p}{R\,T_2} \cdots\cdots (6).$$

Aus (5) können wir also das Gewicht der eingeschlossenen kalten und aus (6) das der warmen Luft berechnen. Das ganze Luftgewicht (G) beträgt mithin:

$$G = G_a + G_b = \frac{p}{R}\left(\frac{A}{T_1} + \frac{B}{T_2}\right) \cdots\cdots (7)$$

und dies ist auch das Gewicht bei allen andern Kolbenstellungen.

In dem Raume r_3, Fig. 28, mögen C Kubikmeter Luft von $T_1{}^0$ und in dem m : D Kubikmeter von $T_2{}^0$ eingeschlossen sein; die Spannung betrage p_1. Alsdann findet man, wie in (5) und (6), für das Gewicht der C Kubikmeter:

$$\frac{C\,p_1}{R\,T_1}$$

und für das der D Kubikmeter:

$$\frac{D p_1}{R T_2}.$$

Beide Gewichte zusammen müssen $= G$ sein. Es ist also auch:

$$G = \frac{p_1}{R}\left(\frac{C}{T_1} + \frac{D}{T_1}\right) \cdots\cdots (8).$$

Setzt man die Werthe von (7) und (8) einander gleich, so entsteht:

$$\frac{p}{R}\left(\frac{A}{T_1} + \frac{B}{T_2}\right) = \frac{p_1}{R}\left(\frac{C}{T_1} + \frac{D}{T_2}\right)$$

oder nach einfacher Reduction:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{A T_2 + B T_1}{C T_2 + D T_1} \cdots\cdots (9).$$

Hieraus erhalten wir also das Spannungsverhältniß der Luft bei der Kolbenstellung in Fig. 28.

Ferner mögen in r_4, Fig. 29, E Kubikmeter Luft von $T_1{}^0$ und in n:H Kubikmeter von $T_2{}^0$ eingeschlossen sein; die Spannung in beiden Räumen sei $= p_2$. Alsdann hat man wieder für das Gewicht der E Kubikmeter.

$$\frac{E p_2}{R T_1}$$

und für das der H Kubikmeter

$$\frac{H p_2}{R T_2}.$$

Wir haben also:

$$G = \frac{p_2}{R}\left(\frac{E}{T_1} + \frac{H}{T_2}\right) \cdots\cdots (10).$$

Aus (10) und (7) folgt:

$$\frac{p_2}{p} = \frac{A T_2 + B T_1}{E T_2 + H T_1} \cdots\cdots (11).$$

Hieraus ergiebt sich die Maximalspannung der Luft.

Beträgt nun in Fig. 30 das Luftvolumen in r_5: I Kubik-

meter und das in o:K Kubikmeter, ist ferner die Spannung in beiden Räumen $=p_3$; so entsteht:

$$\frac{p_3}{p}=\frac{A\,T_2+B\,T_1}{I\,T_2+K\,T_1}\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot(12).$$

Es möge nun der Querschnitt des Cylinders, also auch der der beiden Kolben $=F$ □ Meter sein. Sodann sei die Entfernung der Kolben in Fig. 27 $=r_2$, in Fig. 28 $=r_3$, in Fig. 29 $=r_4$ u. s. f. Alsdann ist offenbar:

$$A=F\,r_2;\ C=F\,r_3;\ E=F\,r_4 \text{ und } I=F\,r_5.$$

Denken wir uns ferner statt des ringförmigen Raumes hinter dem Speisenkolben in Fig. 27 einen cylinderförmigen, der mit jenem gleichen Inhalt hat und dessen Länge $=b$ ist, so hat man offenbar

$$B=F\,b$$

und

$$b=\frac{B}{F}.$$

Ist nun in Fig. 28 die Entfernung des Speisekolbens vom Feuertopfe $=m$, in Fig. 29 $=n$ und in Fig. 30 $=o$, so kann man setzen:

$$B=F\cdot b;\ D=F\,m+F\,b=(b+m)\,F;$$
$$H=(b+n)\,F;\ K=(b+o)\,F.$$

Werden diese Werthe in (7), (9), (11) und (12) substituirt, so erhält man folgende Formeln:

$$a)\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot G=\frac{F\,p}{R}\left(\frac{r_2}{T_1}+\frac{b}{T_2}\right).$$

$$b)\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\frac{p_1}{p}=\frac{r_2\,T_2+b\,T_1}{r_3\,T_2+(b+m)\,T_1}$$

$$c)\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\frac{p_2}{p}=\frac{r_2\,T_2+b\,T_1}{r_4\,T_2+(b+n)\,T_1}$$

$$d)\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\frac{p_3}{p}=\frac{r_2\,T_2+b\,T_1}{r_5\,T_2+(b+o)\,T_1}.$$

Nach **Boetius** ist nun für eine 1 pferdekräftige calorische Maschine:

$o = L$ (ganzer Weg des Speisekolbens) $= 0{,}418$ Meter,

$l =$ ganzer Weg des Arbeitskolbens $= 0{,}22$ Meter,

$r_2 = 0{,}275$ Meter,

$m = 0{,}054$ „

$r_3 = 0{,}180$ „

$n = 0{,}209$ „

$r_4 = 0{,}063$ „

$r_5 = 0{,}025$ „

und $F = 0{,}165$ □Meter

Ferner beträgt $B = F\,b = 0{,}2$ vom ganzen Raume $F \cdot o$ oder $F \cdot L$, welchen der Speisekolben durchläuft. Hierfür hat man:

$$F\,b = 0{,}2 \times 0{,}165 \times 0{,}418 = 0{,}013794 \text{ Kubikmeter,}$$

demnach ist:

$$b = 0{,}0836 \text{ Meter.}$$

Nehmen wir nun an, es besitze die kalte Luft zwischen den Kolben bei allen Stellungen derselben eine absolute Temperatur von $T_1 = 273 + 10 = 283^0$, und die warme Luft hinter dem Speisekolben eine solche von $T_2 = 273 + 300 = 573^0$; so ergeben sich aus den Formeln a), b), c) etc. wenn wir die vorstehenden Zahlen einsetzen, folgende Werthe:

$$G = \frac{0{,}165 \times 10334}{29{,}272}\left(\frac{0{,}275}{283} + \frac{0{,}0836}{573}\right)$$

$$G = 0{,}06524 \text{ Kilogramm.}$$

Dagegen ist das pro Hub eingesogene kalte Luftquantum:

$$G_a = \frac{A\,p}{R\,T_1} = \frac{F\,p\,r_2}{R\,T_1} = \frac{0{,}165 \times 10334 \cdot 0{,}275}{29{,}272 \cdot 283} = 0{,}0565 \text{ Kilogrm.}$$

Da die Maschine in 1 Minute 45 Touren macht, so ist das pro Secunde verbrauchte Luftgewicht $\frac{45}{60} \times 0{,}0565 = 0{,}0424$ Kilogramm. Boetius berechnet dasselbe irrthümlich zu 0,03101 Kilogramm.

Ferner ist aus b):

$$\frac{p_1}{p} = \frac{0,275 \cdot 573 + 0,0836 \cdot 283}{0,180 \cdot 573 + (0,0836 + 0,054)\,283} = \frac{181,064}{141,911} = 1,276.$$

Aus c) ergiebt sich:

$$\frac{p_2}{p} = \frac{181,064}{0,063 \cdot 573 + (0,0836 + 0,209)\,283} = \frac{181,064}{118,735} = 1,525.$$

Endlich ist aus d):

$$\frac{p_3}{p} = \frac{181,064}{0,025 \cdot 573 + (0,0836 + 0,418)\,283} = \frac{181,064}{156,108} = 1,160.$$

Dieselben Werthe erhält man, wenn man die Spannungsverhältnisse nach den Formeln berechnet, die **Boetius** in dem oben citirten Werkchen mittheilt. Indessen findet man dort, Seite 32, folgende Werthe angegeben:

$$\frac{p_1}{p} = 1,280;$$

$$\frac{p_2}{p} = 1,680;$$

$$\frac{p_3}{p} = 1,226.$$

Wir wollen nun die Leistung der Maschine unter der Voraussetzung berechnen, daß die Linien, welche das Gesetz der Spannungsverhältnisse repräsentiren, gerade Linien seien. In der That wird diese Annahme von der Wahrheit wenig abweichen.

In Fig. 28 hat der Arbeitskolben seine äußerste Stellung links. Die hinter demselben befindliche Luft besitzt nach b) eine Spannung von 1,276 Atmosphären, oder nach Abzug des äußern Luftdruckes, von 0,276 Atmosphären.

In Fig. 29 beträgt die Spannung 1,525 Atmosphären, also, wenn man den äußern Luftdruck abzieht, 0,525 Atmosphären.

Es beläuft sich also der mittlere Ueberdruck auf den Kolben, während er aus der Stellung, die er in Fig. 28 besitzt, in die

übergeht, die er in der folgenden Fig. 29 einnimmt, auf $\frac{0,276+0,525}{2}=\frac{0,801}{2}=0,4005$ Atmosphären. Der zurückgelegte Weg ist aber $=0,038$ Meter. Somit die verrichtete mechanische Arbeit:

$$0,4005 \times 10334 \times 0,165 \times 0,038 = 25,983 \text{ Meterkilogramm.}$$

Da der Ueberdruck der Luft in Fig. 30: $1,16-1=0,160$ Atmosphären beträgt, so ergiebt sich für den mittlern Ueberdruck, während der Arbeitskolben aus der Stellung in Fig. 29 in die der Fig. 30 übergeht: $\frac{0,525+0,160}{2}=\frac{0,685}{2}=0,343$ Atmosphären. Dabei legt der Kolben den Weg: 0,172 Meter zurück. Die auf diesem Wege verrichtete Arbeit ist mithin:

$$0,343 \times 10334 \times 0,165 \times 0,172 = 100,594 \text{ Meterkilogramm.}$$

Es beträgt also die beim Hingange des Arbeitskolbens geleistete Arbeit:

$$25,983+100,594=126,577 \text{ Kilogramm-Meter.}$$

Hiervon ist noch die für die Compression verwendete Arbeit abzuziehen. Diese beträgt:

$$\frac{0,276}{2} \times 10334 \times 0,165 \times 0,041 = 9,668 \text{ Kilogramm.}$$

Demnach die Nutzleistung der Maschine pro Tour:

$$126,577-9,668=116,909 \text{ Kilogramm}$$

und die secundliche Leistung, da 45 Umdrehungen in der Minute gemacht werden:

$$\frac{45}{60} \times 116,909 = \frac{3}{4} \times 116,909 = 87,682 \text{ Kilogramm-Meter.}$$

Boetius berechnet dieselbe unter Zugrundelegung der größern Spannungsverhältnisse zu 101 Kilogramm-Meter; er würde also jedenfalls ein ungleich geringeres Resultat erhalten haben, wenn er unsere kleineren Werthe der Rechnung zu Grunde gelegt hätte.

Nach den Untersuchungen des Verfassers gehen von der theoretischen Leistung der Maschine circa 60 % für Reibungswiderstände, Oeffnen der Ventile rc. verloren, so daß von jenen 87,682 Meterkilogrammen nur 40 % auf die Arbeitsmaschinen übertragen werden. Die reine Leistung beläuft sich mithin auf $87{,}682 \times 0{,}40 = 35{,}07$ Meterkilogramm.

Wir sehen also, daß eine Ericsson'sche Maschine, die als einpferdekräftige bezeichnet wird, in Wirklichkeit nicht ganz eine Leistung von einer halben Pferdekraft liefert.

Statt der vorstehenden weitläufigen Berechnungen, behufs Ermittlung der Leistungsfähigkeit der Ericsson'schen Maschinen, dürfen wir uns auch der Formel XXXIII bedienen, wenn wir statt des Verhältnisses $\frac{v}{v_1} : 1{,}33 \cdots\cdots$ oder, um mit dem eben berechneten Werthe eine größere Uebereinstimmung zu erhalten, 1,28 setzen, und wenn wir das so erhaltene Resultat noch mit dem in der Maschine pro Secunde wirksamen Luftgewichte (G) multipliciren. Es würde alsdann in jener Formel t_1 die höchste und t_2 die niedrigste Temperatur bezeichnen, die die Arbeitsluft beim Durchlaufen ihrer verschiedenen Zustände erhält.

Wir hätten also:

$$F \text{ oder } L = 2{,}3026\, R \cdot G\,(t_1 - t_2) \log 1{,}28$$

$$L = 67{,}4017 \cdot G\,(t_1 - t_2) \log 1{,}28.$$

Da $\log 1{,}28 = 0{,}1072$ ist, so kann man auch setzen:

$$L = 7{,}2255\,(t_1 - t_2)\,G.$$

Nehmen wir an, es besitze die in die Maschine eindringende Luft eine Temperatur von $(t_2 =)\ 10^0$ und sie werde bis auf $(t_1 =)\ 300^0$ erwärmt, so wäre $t_1 - t_2 = 290$. Da nun das pro Secunde verbrauchte Luftgewicht (G) 0,0424 Kilogramm beträgt, so ist $L = 7{,}2255 \times 290 \times 0{,}0424 = 88{,}84$ Meterkilogramm; ein Werth, der mit dem oben erhaltenen sehr nahe übereinstimmt.

II. Offene Heißluftmaschinen mit geschlossener innerer Feuerung. Die heiße Luft wird, wie bei der vorigen Maschine, bei jedem Kolbenwechsel ausgestoßen.

Bei der vorhin beschriebenen Heißluftmaschine mußte sowohl Luft zur Verbrennung der Steinkohlen oder Coaks, als auch zum Betriebe der Maschine gebraucht werden; die erstere diente nur dazu, die Arbeitsluft im Cylinder zu erwärmen, während sie selbst mit jener nicht in Berührung kam. Auf diese Weise muß dann nothwendig ein großer Theil der durch die Verbrennung erzeugten Wärme verloren gehen.

Man ist daher auf den Gedanken gekommen, die Luft, welche zur Verbrennung verwendet wird, auch als Arbeitsluft zu benutzen. Zu dem Ende wird dieselbe vorher bis zu einem gewissen Punkte comprimirt, alsdann in ein allseitig verschlossenes Feuer geleitet, wo sie natürlich eine noch größere Spannung erhält, und von hier dem Arbeitscylinder zugeführt, dessen Kolben sie direct in Bewegung setzt.

Indem aber die Luft mit den glühenden Kohlen zusammenkommt, wird sich ein Theil ihres Sauerstoffs mit den Elementen der Kohle zu Kohlensäure, Kohlenoxydgas und Wasser verbinden, diese Verbrennungsproducte werden sich mit der noch übrig bleibenden erwärmten Luft mischen, und das ganze Gemisch wird auf den Kolben des Cylinders treibend wirken. Es liegt auf der Hand, daß nach dieser Methode die Hitze der brennenden Kohlen weit besser benutzt wird, als nach der vorigen; auch werden die Verbrennungsgase, wie Kohlensäure, Kohlenoxyd 2c. wenig oder gar nicht nachtheilig auf den Kolben und die Cylinderwände einwirken; da aber die Arbeitsluft mit einer höhern Pressung als die der Atmosphäre in den Feuerraum gelangt, so wird die Verbrennung sehr lebhaft von statten gehen. Da=

gegen läßt es sich wohl nicht verhüten, daß auch Kohlen- und Aschentheilchen durch die erhitzte Arbeitsluft dem Treibcylinder zugeführt werden, die dann denselben allmälig verunreinigen und endlich störend auf den Betrieb der Maschine einwirken.

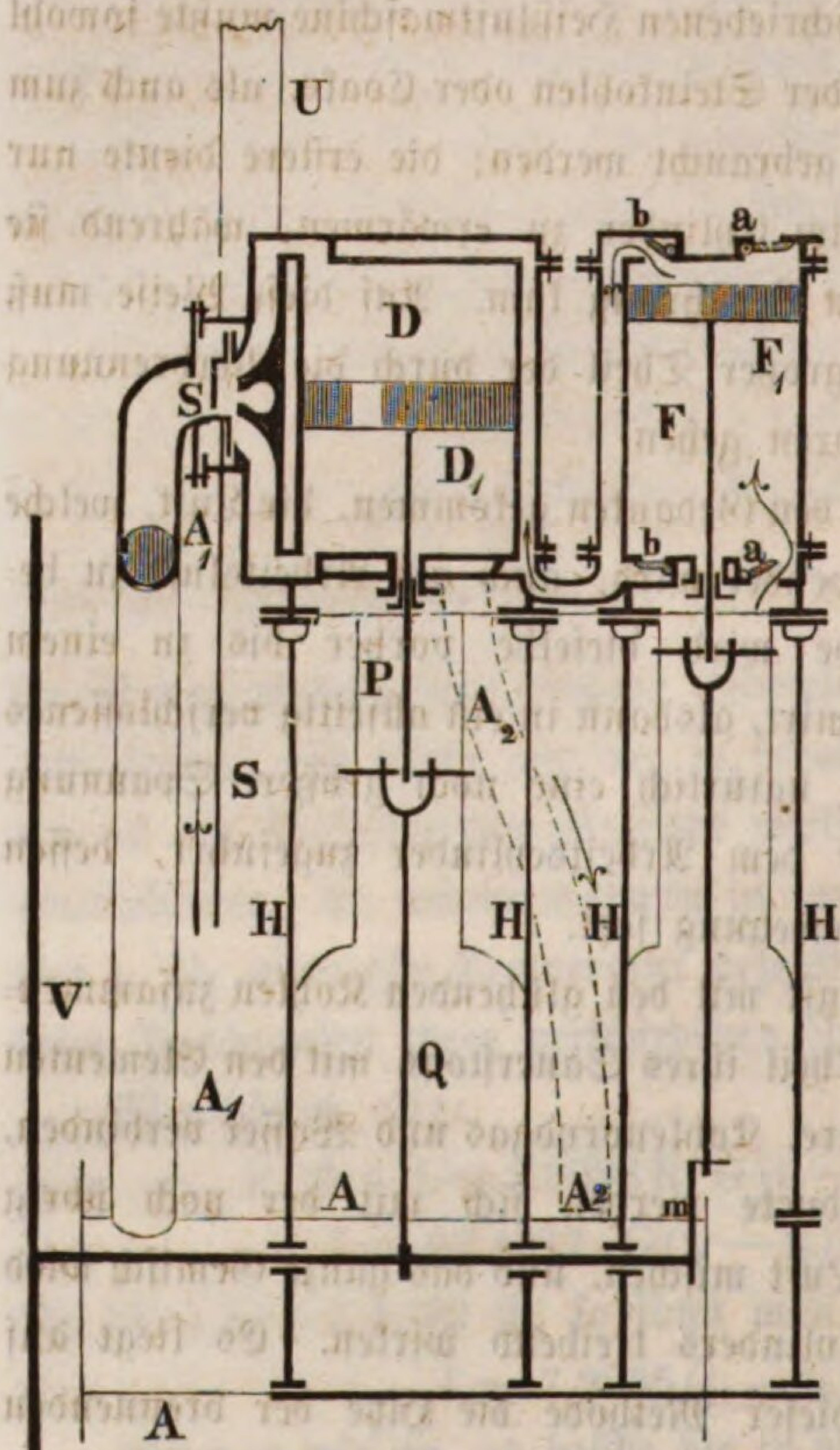


Fig. 31.

Eine größere Maschine dieser Art haben wir in Figur 31 im Durchschnitt dargestellt. (Siehe Dingler's polytechnisches Journal, Band CLXXXV, Heft 6.) Sie wurde von dem Mechaniker Mazeline erbaut und dient zum Betriebe einer Papierfabrik.

D ist der Treibcylinder, in welchem sich der Kolben D_1 mit der Kolbenstange P luftdicht auf- und abbewegt. Der Cylinder ist mit einem andern, von etwas größerem Durchmesser umgeben; in den ringförmigen Raum zwischen beiden wird die vom Speisecylinder F kommende kalte Luft geleitet, wodurch diese, bevor sie in den geschlossenen Feuerraum gelangt, vorgewärmt und der Treib- oder Arbeitscylinder D ziemlich kalt gehalten wird. Der Speisecylinder ist ebenfalls mit einem luftdicht schließenden Kolben F_1 versehen und die beiden Deckel desselben enthalten

zwei Paar Ventile a, a und b, b, von denen das erstere Paar bei jedem Hubwechsel kalte Luft einsaugt und das andere die comprimirte Luft in den ringförmigen Raum gelangen läßt, der den Arbeitscylinder umgiebt. Nachdem die Luft hier gleichsam vorgewärmt worden und dem Betriebscylinder einen Theil seiner Wärme entzogen hat, strömt sie durch eine Röhre, die in unserer Figur punktirt und mit $A_2 A_2$ bezeichnet ist, unter den Rost eines allseitig verschlossenen Feuerheerdes A A, den wir nur durch einige schwache Linien angedeutet haben.

Derselbe besteht aus einem liegenden eisernen Cylinder, der im Innern einen zweiten, aus feuerfesten Ziegeln gemauerten enthält, in welchem der Rost und der eigentliche Feuerraum zur Aufnahme des Brennmaterials angebracht sind. Ueber dem Roste liegt ein Trichter, der oben mit einem eisernen Deckel luftdicht verschlossen ist. In demselben ist ein Drehventil enthalten, welches, durch einen besonderen Mechanismus in Betrieb gesetzt, das Brennmaterial möglichst gleichförmig über den Rost vertheilt. Außerdem ist noch eine Vorrichtung zum Schüren und Schütteln des Rostes angebracht.

Nachdem sich nun die Betriebsluft im Feuer stark erhitzt und auf diese Weise eine große Expansivkraft erhalten hat, gelangt sie, natürlich mit den Verbrennungsproducten gemischt, durch den Raum zwischen dem feuerfesten Mauerwerk und dem Cylindermantel durch das Rohr A_1 in den Treibcylinder D und zwar bald über, bald unter den Kolben D_1. Dieser abwechselnde Ein- und Austritt der heißen Luft ist in unserer Figur durch eine Schiebersteuerung S S — gerade so wie bei einer Dampfmaschine — anschaulich gemacht, obwohl derselbe an der ausgeführten Maschine durch Ventile bewirkt wurde.

Mit der Kolbenstange P des Treibcylinders ist die Lenkstange Q verbunden, die den Krummzapfen der Haupttreib-

welle bewegt; letztere überträgt die Bewegung auf die Lenkstange und den Kolben der Speise- oder Luftpumpe F.

H, H ⋯⋯ sind die Säulen des Gestells, auf welchem die Cylinder ruhen und an welchen die Gradführung für beide Kolbenstangen befestigt ist. Endlich erblicken wir noch auf der Treibwelle ein Schwungrad V, durch welches die Ungleichförmigkeiten in der Bewegung der Maschine zum Theil ausgeglichen werden.

Der Betriebscylinder hat einen Durchmesser von 1,40 Meter und sein Kolben einen Hub von 1,50 Meter. Der Durchmesser des Speisecylinders beträgt 1 Meter, während sein Kolben mit dem des Arbeits- oder Betriebscylinders dieselbe Hubhöhe, nämlich 1,50 Meter, besitzt. Der Querschnitt des letztern ist also

$$\frac{\pi \cdot 1{,}40 \times 1{,}40}{4} = 1{,}5386 \ \square \text{Meter}$$

und sein Volumen:

$$1{,}5386 \times 1{,}50 = 2{,}309 \text{ Kubikmeter,}$$

dagegen beträgt der Querschnitt der Luftpumpe oder des Speisecylinders:

$$\frac{\pi \cdot 1{,}00 \times 1{,}00}{4} = 0{,}7854 \ \square \text{Meter}$$

und das Volumen desselben:

$$0{,}7854 \times 1{,}50 = 1{,}178 \text{ Kubikmeter.}$$

Der Inhalt des letzteren ist also stark die Hälfte von dem des Treibcylinders.

Die Kolben und Kolbenstangen der Maschinen werden vermittelst einer besonderen Vorrichtung durch Seifenwasser geschmiert, da sich Oel oder andere Fette bei der sehr hohen Temperatur, die die Luft im Treibcylinder besitzt, zersetzen würden.

Um Maschinen dieser Art in Gang zu setzen, ist es noth-

wendig, eine besonderes Reservoir mit comprimirter Luft anzubringen, welche man anfänglich auf den Kolben des Speisecylinders wirken läßt. Bei der beschriebenen Maschine wird indessen die Ingangsetzung durch eine Turbine bewerkstelligt, die mit ihr gleichzeitig zum Fabrikbetriebe benutzt wird.

Der Vorgang in der Maschine ist nun einfach folgender.

Die während eines Hubes im Speisecylinder angesogene Luft wird beim darauf folgenden Hube zuerst comprimirt. Die Compression erfolgt natürlich nach der adiabatischen Curve, da dem Gase von außen weder Wärme mitgetheilt noch entzogen wird. Nachdem die Compression einen gewissen Grad erreicht und die Luft sich in Folge dessen bis zu einem bestimmten Punkte erwärmt hat, öffnet sich das betreffende Druckventil im Boden des Speisecylinders und die comprimirte Luft strömt allmälig dem Heerde zu. Von da an bleibt die Spannung in der Luftpumpe constant, und das Druckventil bleibt so lange geöffnet, bis alle comprimirte Luft in den Feuerraumheerd gedrückt worden ist. So wie aber die ersten Lufttheilchen im Heerde anlangen, nehmen dieselben einen größern Raum ein, wodurch dann der Kolben im Treibcylinder seinen Hub beginnt. Dieser wird nunmehr, wenn man von den Widerständen in den Röhrenleitungen absieht, mit derselben Kraft getrieben, mit welcher der Kolben im Speisecylinder bewegt werden muß. Ersterer wird also auch seinen Hub beginnen, wenn die Compression der Luft im Speisecylinder ihr Maximum erreicht, oder, was dasselbe ist, wenn das Druckventil geöffnet wird; auch bleibt der Druck im Treibcylinder so lange constant, bis der Kolben der Pumpe seinen Hub vollendet hat. Von da an wird der Kolben des Arbeitscylinders durch die Expansion der erwärmten Luft weiter getrieben, deren Druck am Ende des Schubes 1 Atmosphäre betragen soll. Diese Expansion erfolgt auch nach der adiabatischen Curve. Sobald aber jener Kolben seinen Schub vollendet hat,

ist beim zweiten Hube des Pumpenkolbens die Compression der vorhin eingesogenen Luft soweit fortgeschritten, daß nunmehr das andere Druckventil geöffnet wird und die zusammengepreßte Luft dem Feuerheerde zuströmen kann. U. s. f.

Bei der vorhin beschriebenen Maschine, die von Tresca, Unterdirector am Conservatoire des arts et métiers, untersucht worden ist, betrug der Maximaldruck der Luft im Speisecylinder 1,94 Atmosphären und die Compression erfolgte auf circa der Hälfte, genau auf 0,515 vom ganzen Hube. — Der Maximaldruck im Arbeitscylinder belief sich dagegen nur auf 1,68 Atmosphären, was dem Umstande zuzuschreiben war, daß man die Röhre, welche die Luft von der Pumpe zum Feuerheerde leitete, zu enge gemacht hatte. Bei 0,611 des Kolbenlaufes begann die Expansion, und der Druck fiel von diesem Punkte an allmälig bis zum Ende des Hubes, wo er nur noch 1 Atmosphäre betrug.

Wir ersehen aus dem Vorstehenden, daß der Maximaldruck in dieser Maschine den in der Ericsson'schen nur um ein Unbedeutendes übersteigt, obschon nach der Ansicht der Erbauer der Maximaldruck 5 bis 7 Atmosphären betragen sollte. Dieser Ueberdruck wurde höchst wahrscheinlich deßhalb nicht erreicht, weil der Widerstand der Arbeitsmaschinen, auf den Umfang der Kurbel reducirt nicht groß genug war. Jedenfalls hat denn auch die Maschine mehr leisten können, als sie bei den Versuchen leistete.

III. Geschlossene Heißluftmaschinen mit äußerer Feuerung.

Es gehört hierzu die seit mehreren Jahren in Frankreich eingeführte und dort patentirte Luftmaschine von Laubereau, sowie die von Lehmann in Nürnberg construirte, deren Einrichtungen wir im nächsten Abschnitte mittheilen werden. Aber

auch die Belou'sche Heißluftmaschine könnten wir zu den geschlossenen rechnen. Es würde dieselbe nämlich sofort in eine solche verwandelt werden, wenn man die noch warme Luft, die pro Hub aus dem Treibcylinder tritt, durch ein mit Wasser umgebenes Rohr leitete, in welchem sie sich so weit abkühlte, bis sie diejenige Temperatur wieder erreicht hätte, mit welcher sie in den Speisecylinder trat.

Neunter Abschnitt.

Theorie derjenigen offenen und geschlossenen Heißluftmaschinen, in denen die Luft bei jeder Periode einen wirklichen Kreislauf durchmacht, demjenigen ähnlich, den wir Seite 100 u. flg. betrachtet haben.

Bei Herleitung dieser Theorie möge vorläufig eine Belou'sche calorische Maschine ins Auge gefaßt werden.

Es sei die Fläche des Kolbens im Speisecylinder $= f$, H sei die Hubhöhe desselben. Alsdann wird pro Hub das Luftvolumen

$$f \cdot H$$

eingesogen. Ist t die Temperatur dieses Volumens nach Celsius gemessen, mithin T die absolute Temperatur desselben, so ist das Gewicht G nach Seite 150:

$$G = \frac{f H p}{R T} \cdots\cdots (1),$$

wenn p die Spannung bezeichnet.

Dieses Luftgewicht wird pro Hub in den Feuerraum gedrückt, strömt von da, indem es sein Volumen durch Erwärmung

vergrößert hat, in den Arbeits- oder Treibcylinder, wo es den Kolben desselben zuerst eine gewisse Strecke hindurch bei ziemlich constantem Drucke hebt und ihn alsdann durch Expansion bis zum Ende seines Hubes fortbewegt. Ist die Maschine eine offene, so entweicht es alsdann, bei ziemlich hoher Temperatur, in die freie Luft; ist sie eine geschlossene, so wird ihm diese Wärme bis zu dem Grade entzogen, den es beim Anfange seines Kreisprocesses besaß.

Die Luft im Speisecylinder werde nun auf p_1 Atmosphäre comprimirt; ihre Temperatur steige dabei von T auf $T_1{}^0$. Wir haben dann nach Seite 83, XXI^a und XXI^b:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0,2907}$$

also $$T_1 = T\left(\frac{p_1}{p}\right)^{0,2907} \cdots\cdots (2).$$

Da wir T, p_1 und p als gegebene Größen betrachten, so ist hiernach T_1 vollkommen bestimmt.

Nun ist die Arbeit L, welche man aufzuwenden hat, um 1 Kilogramm Luft von der Temperatur T auf die T_1 durch Compression zu erwärmen, nach $XXII^b$:

$$\frac{c}{A}(T_1 - T);$$

also die Arbeit, die man gebraucht, um G Kilogramm von T auf $T_1{}^0$ zu bringen:

$$L_1 = \frac{c}{A}(T_1 - T) \cdot G \cdots\cdots (3).$$

Sowie die Luft in der Speisepumpe die Spannung p_1 erreicht hat, öffnet sich das Druckventil der Pumpe und die comprimirte Luft wird allmälig ins Feuer oder in den Erwärmungsapparat gedrückt. Hier erhält sie die Temperatur $T_2{}^0$, wobei sie, unter ziemlich constantem Drucke p_1 den Arbeitskolben so lange bewegt, bis das ganze comprimirte Luftgewicht

erwärmt und in den Arbeitscylinder übergegangen ist. Alsdann legt, wie schon oben hervorgehoben wurde, der Arbeitskolben den noch übrigen Theil seines Weges durch Expansion zurück; die auf p_1 Atmosphären gespannte Luft geht dabei nach und nach auf ihre Anfangspressung p zurück.

Die Arbeit L_2, welche die Speisepumpe zu verrichten hat, damit die comprimirte Luft ins Feuer gedrückt werde, ist, wenn H_1 den Weg bezeichnet, den während dessen der Pumpenkolben durchlaufen muß:

$$L_2 = f H_1 p_1.$$

Das Luftgewicht G ist nunmehr bestimmt durch die Gleichung:

$$G = \frac{f H_1 p_1}{R T_1}.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt:

$$L_2 = R T_1 G \cdots\cdots (4).$$

Während aber der Speisekolben für die Compression der Luft und das Hineindrücken derselben in den Heerd die Arbeit $L_1 + L_2$ in Anspruch nimmt, leistet die atmosphärische Luft durch ihren Druck die Arbeit:

$$L_3 = f H p.$$

Und da $G = \frac{f H p}{R T}$ ist, so hat man:

$$L_3 = R T G \cdots\cdots (5).$$

Hiernach ergiebt sich für die mechanische Arbeit, welche die Speisepumpe pro Hub in Anspruch nimmt, die Gleichung:

$$L_1 + L_2 - L_3 = G\left(\frac{c}{A} + R\right)(T_1 - T) \cdots\cdots (6).$$

Da c, A und R bestimmte Werthe besitzen, so sieht man hieraus, daß die aufzuwendende Arbeit um so größer ist, je größer T_1, d. h. je stärker die Luft comprimirt wird, je größer ferner G und je kleiner T ist.

Nunmehr wollen wir die Arbeit ermitteln, welche die warme Luft im Arbeitscylinder leistet.

Es wird der Arbeitskolben bei dem constanten Drucke p_1 denselben Weg H_1 durchlaufen, den auch der Speisekolben bei diesem Drucke zurücklegt.

Bezeichnet nun F die Fläche des Arbeitskolbens, so ist die Leistung L_4:

$$L_4 = F H_1 p_1.$$

Nun ist aber:

$$G = \frac{F H_1 p_1}{R T_2}$$

insofern das Luftgewicht G im Feuer von T_1 auf $T_2{}^0$ erwärmt wurde. Daher auch:

$$L_4 = R T_2 G \cdots\cdots (7).$$

Während der Expansion sinkt die Spannung p_1 auf die p herunter, und die Temperatur fällt von T_2 auf $T_3{}^0$. Da nun p_1, p und T_2 als bekannt vorausgesetzt werden, so ergiebt sich T_3 aus der Gleichung:

$$\frac{T_3}{T_2} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907}$$

oder

$$T_3 = T_2 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{0,2907} \cdots\cdots (8).$$

Hiernach beträgt die Leistung der warmen Luft während der Expansion:

$$L_5 = \frac{c}{A}(T_2 - T_3) G \cdots\cdots (9).$$

Die Ueberwindung des atmosphärischen Druckes p durch die Höhe H erfordert die Arbeit:

$$L_6 = F H p.$$

Da aber nun auch:

$$G = \frac{F H p}{R T_3}$$

ist, so hat man:

$$L_6 = R T_3 G \cdots\cdots (10).$$

Demnach beträgt die wirkliche Leistung der heißen Luft im Arbeitscylinder:

$$L_4 + L_5 - L_6 = G\left(\frac{c}{A} + R\right)(T_2 - T_3) \cdots\cdots (11).$$

Es wird dieselbe also um so größer, je größer G und T_2 und je kleiner T_3 ist.

Subtrahiren wir die Gleichung (6) von Gleichung (11), so erhalten wir die Nutzleistung der Maschine pro Hub, die wir kurz mit L bezeichnen wollen:

$$L = G\left(\frac{c}{A} + R\right)(T_2 - T_3 - T_1 + T) \cdots\cdots (12).$$

Diese sehr einfache Formel sagt uns, daß die Leistung L einer offenen und geschlossenen calorischen Maschine, in der die Luft einen Kreisproceß durchmacht, abgesehen von den im Innern der Maschine auftretenden Temperaturen, besonders von dem Luftgewichte G abhängig sei. Dieses Luftgewicht ist aber nun nach (1):

$$G = \frac{f H p}{R T}$$

bei derselben Spannung p und Temperatur T um so größer, je größer fH, also der Inhalt der Speisepumpe ist; ferner wächst dasselbe aber auch mit der Spannung p der eingesogenen Luft. Wäre der Druck der atmosphärischen Luft 3, 4, 5 mal größer, als er in Wirklichkeit ist, so würde bei demselben Cylindervolumen die Leistung der Maschine 3, 4, 5 mal größer werden und umgekehrt, bei derselben Leistung könnte man den Inhalt der Speisepumpe — also offenbar auch den des Arbeitscylinders — 3, 4, 5 mal kleiner machen. Nun können wir uns allerdings in Maschinen, die wir allseitig verschließen, einen solchen künstlichen Luftdruck erzeugen, wir haben ja nur nöthig, die Luft in der Speisepumpe vor dem Ingangsetzen auf 3, 4,

5 u. s. w. Atmosphären zu comprimiren und sie dann nach jedesmaliger Vollendung des Kreisprocesses wieder in diesen Zustand zurück zu führen; bei den offenen calorischen Maschinen ist dies jedoch nicht thunlich. Aus diesen Gründen ist es wahrscheinlich, daß man in Zukunft nur auf die Constructionder ersteren Bedacht nehmen wird.

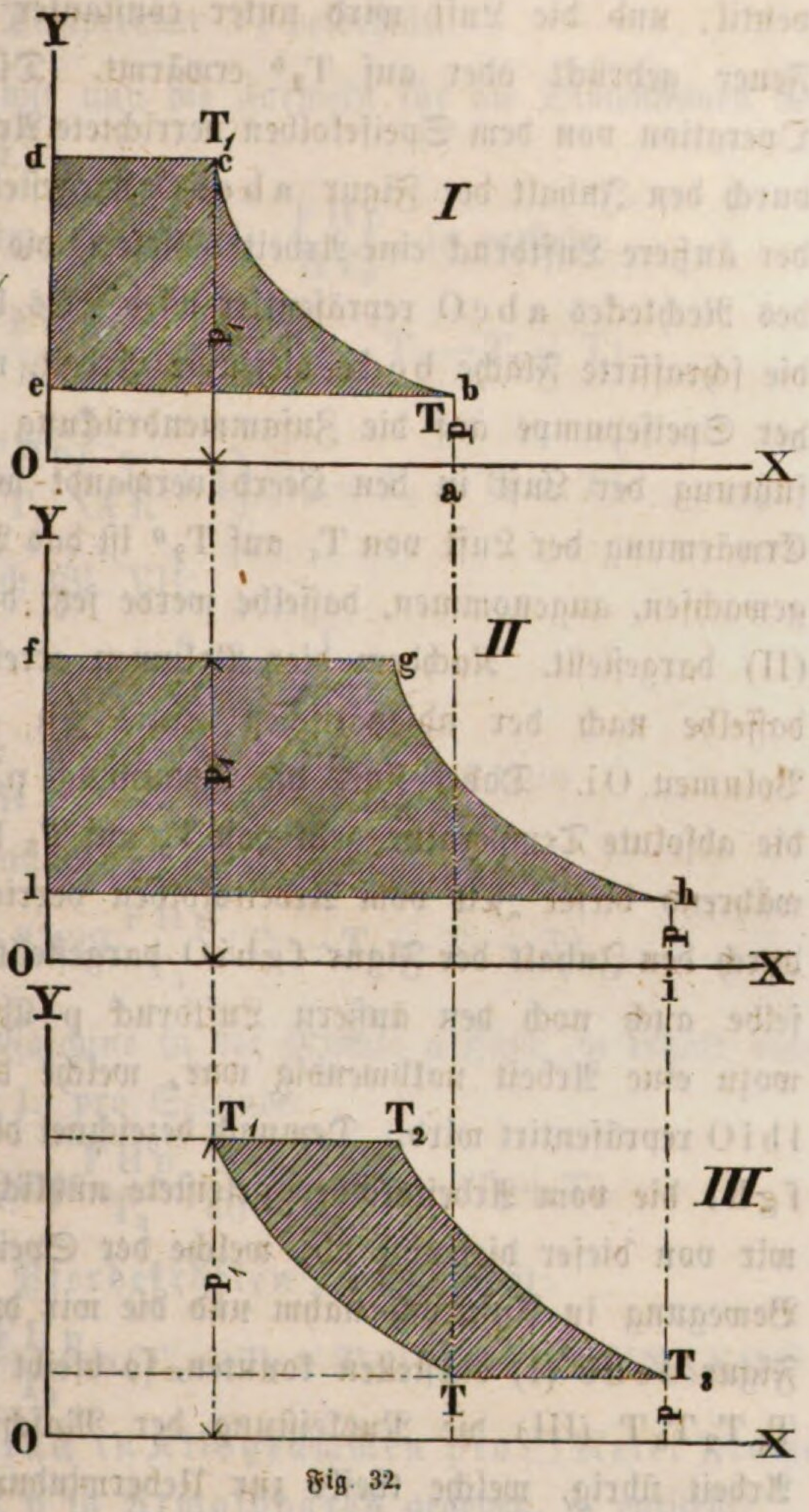


Fig. 32.

Wir wollen nun die vorhergehenden Betrachtungen und Berechnungen noch durch Zeichnungen weiter veranschaulichen.

Es bezeichne Oa (Fig. 32, I) das pro Hub von der Speisepumpe eingesogene Luftvolumen (f·H) von der Spannung p und der absoluten Temperatur T. Dies Volumen wird alsdann nach der adiabatischen Curve bc comprimirt, wobei die Spannung

von p auf p_1 und die absolute Temperatur von T auf T_1 steigt. Nachdem die Spannung p_1 erreicht ist, öffnet sich das Ablaßventil, und die Luft wird unter constanter Pressung p_1 ins Feuer gedrückt oder auf $T_2{}^0$ erwärmt. Die während dieser Operation von dem Speisekolben verrichtete Arbeit wird offenbar durch den Inhalt der Figur abcdO dargestellt. Dagegen hat der äußere Luftdruck eine Arbeit geliefert, die durch den Inhalt des Rechteckes abcO repräsentirt wird. Es bezeichnet demnach die schraffirte Fläche bcde diejenige Arbeit, welche von Seiten der Speisepumpe auf die Zusammendrückung und auf die Einführung der Luft in den Heerd verwandt wurde. Durch die Erwärmung der Luft von T_1 auf $T_2{}^0$ ist das Volumen derselben gewachsen, angenommen, dasselbe werde jetzt durch die Linie fg (II) dargestellt. Nachdem dies Volumen erreicht ist, expandirt dasselbe nach der adiabatischen Linie gh auf das größere Volumen Oi. Dabei sinkt die Spannung p_1 auf die p, und die absolute Temperatur geht von T_2 auf T_3 herab. Die ganze, während dieser Zeit vom Arbeitskolben verrichtete Arbeit wird durch den Inhalt der Figur fghiO dargestellt. Dabei hat derselbe auch noch den äußern Luftdruck p überwinden müssen, wozu eine Arbeit nothwendig war, welche durch das Rechteck lhiO repräsentirt wird. Demnach bezeichnet die schraffirte Figur fghl die vom Arbeitskolben geleistete nützliche Arbeit. Ziehen wir von dieser diejenige ab, welche der Speisekolben bei seiner Bewegung in Anspruch nahm und die wir durch die schraffirte Figur dcbe (I) darstellen konnten, so bleibt uns in der Figur $T_1 T_2 T_3 T$ (III) die Nutzleistung der Maschine oder diejenige Arbeit übrig, welche theils zur Ueberwindung der Maschinenwiderstände und theils zur Bewegung der Arbeitsmaschine dient. — Hier wird also die Fläche $T_1 T_2 T_3 T$ von 2 adiabatischen und 2 geraden Linien eingeschlossen, während die in Fig. 11 von 2 adiabatischen und 2 isothermischen Curven begrenzt war.

Dort sank indessen nach der Expansion die Temperatur der Luft wieder auf ihren anfänglichen Zustand herunter, während sie hier die höhere Temperatur T_3 beibehält.

Entwickeln wir nun die Formeln für die Dimensionen der Heißluftmaschinen.

Setzt man in (12) statt $G : \frac{FHp}{RT_3}$, so entsteht:

$$L = \frac{FHp}{RT_3}\left(\frac{c}{A} + R\right)(T_2 - T_3 - T_1 + T)$$

oder

$$L = \frac{FHp}{T_3}\left(\frac{c}{AR} + 1\right)(T_2 - T_3 - T_1 + T).$$

Da nun nach Gl. VII:

$$\frac{c}{AR} = \frac{1}{k-1}$$

also
$$\frac{c}{AR} + 1 = \frac{k}{k-1} = \frac{1{,}41}{0{,}41} = 3{,}4390$$

ist, so hat man auch:

$$L = 3{,}439 \frac{FHp}{T_3}(T_2 - T_3 - T_1 + T).$$

Macht die Maschine in der Minute n Hübe, so erhält man für die Leistung L_s pro Secunde:

$$L_s = 3{,}439 \frac{FHp}{T_3} \cdot \frac{n}{60}(T_2 - T_3 - T_1 + T).$$

Die Leistung in Pferdekräften beträgt somit:

$$N = \frac{3{,}4390}{60 \cdot 75} \cdot \frac{FHp}{T_3} n (T_2 - T_3 - T_1 + T) \cdots\cdots \text{XXXXII}$$

wobei p den Druck in Kilogrammen pro □Meter Fläche bezeichnet. Ist p in Atmosphären gegeben, so entsteht:

$$N = 10334 \frac{3{,}4390}{60 \cdot 75} \cdot \frac{FHp}{T_3} n (T_2 - T_3 - T_1 + T)$$

$$N = 7{,}8972 \frac{FHpn}{T_3}(T_2 - T_3 - T_1 + T) \text{ Pferdek.} \cdots\cdots \text{XXXXIII.}$$

Betrachtet man dagegen N als gegeben, so hat man für das **Volumen FH des Arbeitscylinders**:

$$FH = \frac{T_3 \cdot N}{7{,}8972\, p\, n\, (T_2 - T_3 - T_1 - T)} \text{ Kubikmeter} \cdots\cdots \text{XXXXIV.}$$

Hieraus ersehen wir nun, daß der Inhalt des Arbeitscylinders nicht allein um so kleiner ausfällt, je größer der anfängliche Druck p ist, sondern auch, je größer die Zahl der Hübe oder Spiele pro Minute wird. — Die **Laubereau'sche** Heißluftmaschine kann nun, wie wir alsbald hören werden, nicht weniger als 500 Umdrehungen, also 1000 Hübe in der Minute machen: es ist daher auch wahrscheinlich, daß sich Heißluftmaschinen von ziemlich bedeutender Leistung herstellen lassen, die mindestens 40 bis 50 Hübe machen, obschon dies allerdings von **Zeuner** bezweifelt wird.

Wir ermitteln nun das Verhältniß zwischen dem Querschnitt des Arbeits- und Speisecylinders.

Das Gewicht G der pro Hub in den Speisecylinder eingesogenen Luftmenge von T^0 Temperatur und p Atmosphären Spannung betrug:

$$G = \frac{f H p}{R T}.$$

Dasselbe Gewicht füllt aber auch nach der Expansion den ganzen Treibcylinder. Man hat daher:

$$G = \frac{F H p}{R T_3}.$$

Werden beide Werthe einander gleich gesetzt, so entsteht:

$$\frac{F}{f} = \frac{T_3}{T}.$$

oder $$f = F \cdot \frac{T}{T_3} \cdots\cdots \text{XXXXV.}$$

Es ist aber auch:

$$G = \frac{f H_1 p_1}{R T_1}, \text{ Seite } 166$$

und $$G = \frac{F H_1 p_1}{R T_2}, \text{ Seite 167,}$$

daher auch:

$$\frac{F}{f} = \frac{T_2}{T_1}$$

und $$f = F \cdot \frac{T_1}{T_2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot$$

Aus XXXXV und dieser letzten Formel folgt die merkwürdige Beziehung:

$$\frac{T}{T_3} = \frac{T_1}{T_2}$$

oder $$T_2 : T_1 = T_3 : T \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot$$

oder auch

$$T_2 \cdot T = T_3 \cdot T_1 \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (L).$$

Da T_2 die höchste und T die niedrigste Temperatur bezeichnet, die das Luftgewicht G in den verschiedenen Perioden seines Kreislaufes erhält; da ferner T_3 und T_1 die mittlern Temperaturen desselben bezeichnen; so liegt hierin der höchst wichtige Satz: „Wenn ein gewisses Luftgewicht einen Proceß der in Rede stehenden Art durchmacht, so ist das Product aus der höchsten in die niedrigste Temperatur, gleich demjenigen aus den mittlern Temperaturen, die im Processe vorkommen."

Wir haben bei Entwickelung dieses Satzes vorausgesetzt, daß die im Speisecylinder comprimirte Luft unter constantem Drucke p_1 in den Ofen gedrückt werde, und daß die erwärmte Luft den Arbeitskolben unter gleichbleibendem Drucke p_1 durch den Weg H_1 treibe, daß also überhaupt die Erwärmung der Luft unter constantem Drucke erfolge. Es läßt sich aber auch mit Hülfe höherer Mathematik die Richtigkeit des Gesetzes für jeden andern Fall erweisen, wo die Erwärmung nach der Formel

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n = \cdot \cdot \cdot \cdot \text{ (Seite 121)}$$

stattfindet, wenn nur die Temperaturerhöhung oder Temperaturerniedrigung der zugeführten oder abgeleiteten Wärme proportional ist. Uns sei es gestattet, jene Richtigkeit durch ein praktisches Beispiel darzuthun, wobei wir alsdann erkennen werden, daß sich diese Art der Beweisführung auch auf jeden andern speciellen Fall ausdehnen läßt.

Es bezeichne $O\,v = v$, Fig. 33, das specifische Luftvolumen; die Spannung desselben sei p und die absolute Temperatur desselben T. Wir führen ihm eine gewisse Wärmemenge Q zu, und nehmen an, es dehne sich dabei arbeitsverrichtend aus, gehe aus dem Zustande v, p, T in den $v_2\, p_2\, T_2$ auf der Curve $T\,c\,T_2$ über.

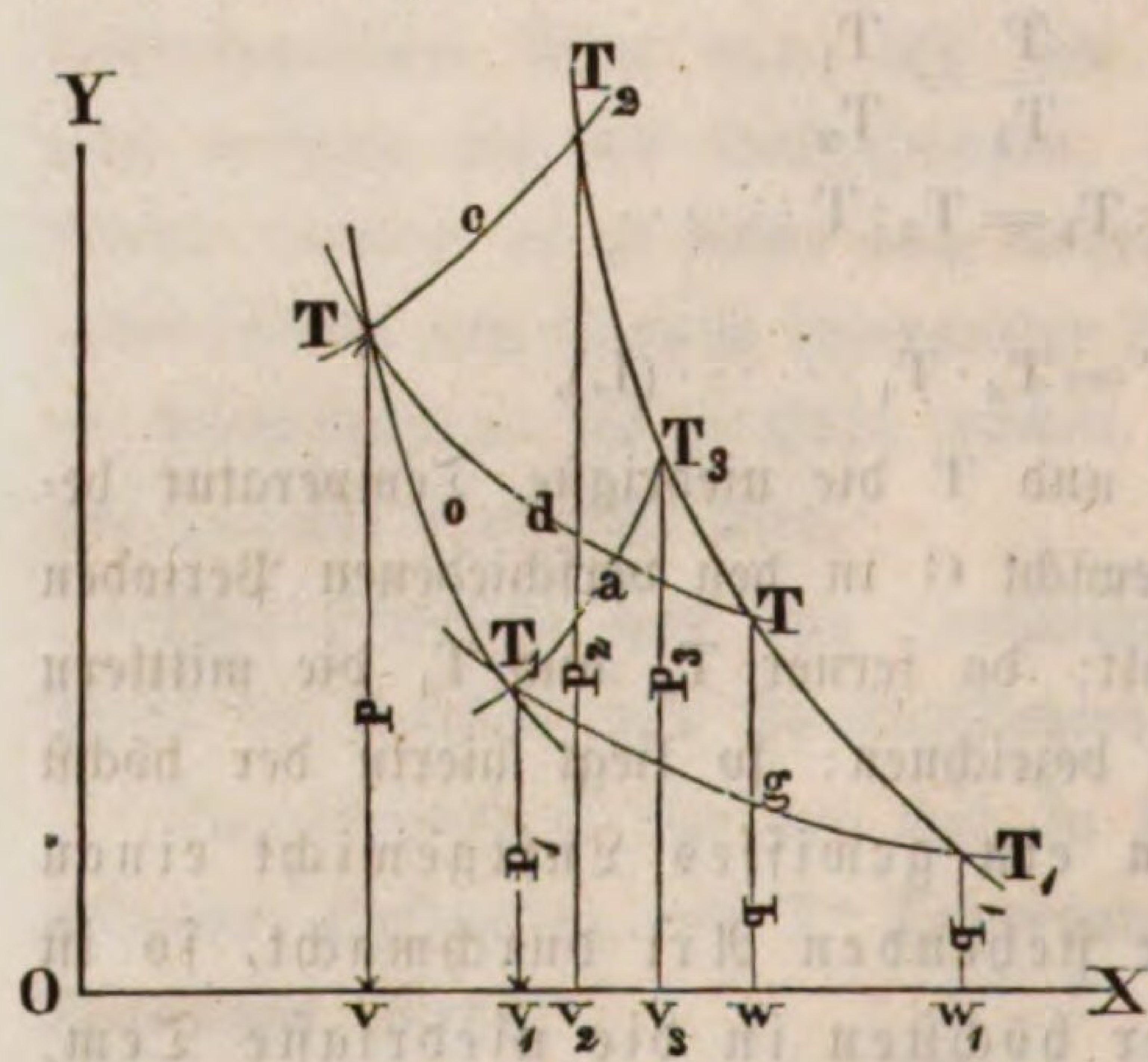


Fig. 33.

Wir setzen nun voraus, daß der Exponent $\frac{m}{n}$ den bestimmten Werth -2 besitze. Weiter wollen wir annehmen, die Wärmezuleitung finde so lange statt, bis das Volumen v auf das $v_2 = {}^5/_4\, v$ angewachsen. (In unserer Figur ist allerdings v_2 weit größer als ${}^5/_4\, v$.)

Es kann nun leicht die Spannung p_2 berechnet werden, da wir v und p als bekannt voraussetzen. Der Kürze wegen sei $v = 1$ und $p = 1$. Alsdann ist zufolge unseres Aenderungsgesetzes:

$$1 \cdot 1^{-2} = p_2 \left(\frac{5}{4}\right)^{-2}.$$

Daraus erhält man:

$$p_2 = \frac{25}{16} = 1{,}5625.$$

Betrug die absolute Temperatur T, bei welcher die Zuleitung der Wärme stattfand, $273 + 100 = 373^0$, so ist es nun auch leicht möglich, die Temperatur T_2 zu berechnen, die das specifische Luftvolumen besitzt, nachdem es sich durch Wärmezuführung arbeitsverrichtend vom Volumen v auf das $^5/_4$ v ausgedehnt hat. Es ist nämlich nach Formel XXXV:

$$\frac{T_2}{T} = \left(\frac{v}{v_2}\right)^{\frac{n}{m}-1}$$

oder, nach Einsetzung der bestimmten Werthe:

$$T_2 = 373 \cdot \left(\frac{1}{\frac{5}{4}}\right)^{-3} = 373 \times \left(\frac{5}{4}\right)^3 = 373 \times 1{,}9531 = 728{,}5^0.$$

Hätten wird die Wärmezuleitung weiter fortgesetzt, bis z. B. das Volumen v auf $\frac{3}{2}$v oder 2 v u. s. w. gestiegen wäre, so würde natürlich auch die Spannung p_2 sowie die absolute Temperatur T_2 größer geworden sein.

Die specifische Wärme s beträgt für das in Rede stehende Aenderungsgesetz

$$s = \frac{m k - n}{m - n} c,$$

oder, wenn man für m, n, k und c die bestimmten Werthe setzt:

$$s = \frac{1{,}41 - (-2)}{1 - (-2)} \cdot 0{,}16847 = 0{,}1916,$$

wie wir dies auch schon bereits früher gefunden haben.

Wir denken uns nun für das Volumen $v_2 = {}^5/_4$ v und für die Spannung $p_2 = 1{,}5625$ p eine adiabatische Curve construirt, die die adiabatische Curve des Punktes T_2 genannt werden mag. Diese Construction kann bekanntlich auf die Weise ausgeführt werden, daß wir in der Formel:

$$p_2 v_2^k = p_3 v_3^k = p_4 v_4^k = \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot$$

statt v_3 oder v_4 nach und nach etwa setzen: $^3/_2 v_2$, $2 v_2$, $^5/_2 v_2$ u. s. f. und darnach p_3 oder p_4 berechnen. In unserer Figur haben wir die Curve, die wir uns so entstanden denken, mit $T_2 T_3 T T_1$ bezeichnet, wobei das rechts stehende T und T_1 zu nehmen ist.

Nunmehr stellen wir uns vor, die Luft vom Volumen v_2, der Spannung p_2 und der absoluten Temperatur T_2 dehne sich auf der adiabatischen Linie des Punktes T_2 arbeitsverrichtend aus, bis die Spannung auf p_3, die wir beispielsweise $= p$ setzen wollen, gesunken sei. Es ist uns alsdann wieder leicht möglich, zu dieser Spannung das Volumen v_3 sowie die absolute Temperatur T_3 zu vermitteln, welche die Luft nach ihrer Ausdehnung noch besitzt. (Freilich hätten wir auch v_3 als gegeben betrachten und darnach p_3 und T_3 berechnen können.)

Wir finden nun v_3 einfach aus der Gl.:

$$p_2 v_2^k = p_3 v_3^k$$

oder, wenn wir statt p_2, v_2 und p_3 die berechneten und angenommenen Werthe substituiren:

$$1{,}5625 \left(\frac{5}{4}\right)^{1,41} = 1 \cdot v_3^{1,41}.$$

Es ist also:

$$\log 1{,}5625 + 1{,}41 \log \frac{5}{4} = 1{,}41 \log v_3.$$

Daraus erhält man für v_3:

$$v_3 = 1{,}7155.$$

Nachdem wir nun v_3 kennen, ergiebt sich die absolute Temperatur T_3 im Punkte T_3 aus der Formel:

$$\frac{T_3}{T_2} = \left(\frac{1{,}25}{1{,}7155}\right)^{0,41}$$

$$T_3 = 469{,}8^0.$$

Es sinkt also die absolute Temperatur bei der Ausdehnung der Luft auf dem Wege $T_2 T_3$ von 728,5 auf 469,8° herab.

Nunmehr werde die Luft vom Volumen v_3, der Spannung p_3 und der absoluten Temperatur T_3 so zusammengedrückt, daß sie nach der Zusammendrückung nur noch das Volumen v_1, die Spannung p_1 und die absolute Temperatur T_1 besitze. Dabei nehmen wir an, daß die Größen v_1 und p_1 einer adiabatischen Curve angehören mögen, die durch den Punkt T (links in der Figur) geht, und die also für den Anfangszustand p, v, T der Luft construirt ist. Jene Zusammendrückung soll nun aber nach demselben Gesetze stattfinden, nach welchem vorhin die Ausdehnung auf dem Wege $T c T_2$ stattgefunden hat, also nach dem:

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n = \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot$$

Es ist klar, daß man alsdann eine gewisse Wärmemenge abzuleiten hat, gerade so, wie vorhin eine solche auf der Strecke $T c T_2$ zugeleitet werden mußte, denn die specifische Wärme beträgt auch jetzt wieder 0,1916. Daß eine solche Wärmeableitung hier stattfinden muß und daß dabei gleichzeitig Arbeit aufzuwenden ist, oder, wie wir auch wohl gesagt haben, verloren geht, erhellet ferner daraus, daß sich die Curve $T_3 a T_1$, welche nach dem oben aufgestellten Aenderungsgesetze construirt sein mag, von oben nach unten, sowie von rechts nach links den Coordinatenachsen zuwendet.

Ermitteln wir nunmehr die Spannung p_1, das Volumen v_1 und die Temperatur T_1, welche die Luft besitzt, wenn sie den Punkt T_1 der adiabatischen Linie $T o T_1$ erreicht hat.

Zunächst ist:

$$p_3 v_3^{-2} = p_1 v_1^{-2} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (1)$$

und dann:

$$p v^k = p_1 v_1^k \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (2).$$

Aus (2) hat man:

$$p_1 = p \left(\frac{v}{v_1}\right)^k$$

Setzen wir diesen Werth in (1) ein, so entsteht:

$$p_3 v_3^{-2} = p \frac{v^{1,41}}{v_1^{3,41}}$$

d. i.

$$v_1^{3,41} = \frac{p\, v^{1,41} \cdot v_3^2}{p_3}.$$

Nun ist bekanntlich p_3, p und $v = 1$; v_3 aber beträgt nach der Berechnung: 1,7155; demnach

$$v_1^{3,41} = (1,7155)^2 = 2,943$$

und

$$v_1 = 1,3725.$$

Da wir nun v_3 und v_1 kennen, so ergiebt sich T_1 aus der Gl.:

$$\frac{T_1}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{-3} = \left(\frac{1,7155}{1,3725}\right)^{-3}.$$

Man findet:

$$T_3 = 240,2^0.$$

Stellen wir nun noch einmal die berechneten absoluten Temperaturen zusammen, so entsteht:

373; 728,5; 469,8; 240,2.

Es ist also:

$$\frac{T_2}{T} = \frac{728,5}{373} = 1,95 \cdots\cdots$$

und

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{469,8}{240,2} = 1,95 \cdots\cdots$$

Daher:

$$\frac{T_2}{T} = \frac{T_3}{T_1}.$$

Und dies ist derselbe Satz, den wir auch für Fig. 32 erhielten, bei welcher die Wärmezuleitung und Wärmeableitung nach einer geraden Linie oder nach dem Gesetze:

$$p\, v^0 = p_1 v_1^0 = p_2 v_2^0 = \cdots\cdots$$

stattfand, nur haben wir dort statt $T : T_1$ gesetzt.

Die auf dem Wege $T\,c\,T_2$ zugeleitete Wärme Q beträgt:

0,1916 (728,5 — 373)

oder allgemein:

$s\,(T_2 - T)$ Calorien.

Dagegen hat man für die auf der Strecke $T_3\,a\,T_1$ abgeleitete

Wärme, die mit Q_1 bezeichnet werden mag:

$$0{,}1916\,(469{,}8 - 240{,}2)$$

oder allgemein:

$$s\,(T_3 - T_1) \text{ Calorien.}$$

Da nun aus der Gl.:

$$\frac{T_2}{T} = \frac{T_3}{T_1},$$

oder, was dasselbe ist, aus der Proportion:

$$T_2 : T = T_3 : T_1$$

folgt:

$$T_2 - T : T_3 - T_1 = T : T_1,$$

so ergiebt sich auch:

$$s\,(T_2 - T) : s\,(T_3 - T_1) = T : T_1$$

d. i.

$$Q : Q_1 = T : T_1,$$

also derselbe Satz, den wir auf den Seiten 94, 95 und 96 für isothermische Curven abgeleitet haben. Wir würden natürlich auch den vorstehenden Satz erhalten haben, wenn wir statt $\frac{n}{m}$ etwa -3, -4, -5 sowie überhaupt irgend eine positive oder negative, ganze oder gebrochene Zahl gesetzt hätten.

Es ist uns nun auch leicht, die Punkte T oder T_1 (rechts in der Figur) zu ermitteln, in welchen die isothermischen Linien $T\,d\,T$ und $T_1\,g\,T_1$ die obere adiabatische Linie $T_2\,T_3\,T$ durchschneiden.

Zur Bestimmung des Punktes T hat man:

$$p\,v = q\,w \cdots\cdots (1)$$

und

$$p_2\,v_2^{\,k} = q\,w^k \cdots\cdots (2).$$

Aus (1) ist:

$$q = \frac{p\,v}{w}.$$

Setzen wir diesen Werth in (2) ein, so entsteht:

$$w^{0{,}41} = \frac{p_2\,v_2^{\,1{,}41}}{p\,v}.$$

So haben wir für obiges Beispiel:

$$w^{0,41} = 1,5625 \cdot \left(\frac{5}{4}\right)^{1,41}.$$

Mit Hülfe der Logarithmen findet man:

$$w = 6,384,$$

natürlich für $v = 1$. Es ist also:

$$q = \frac{1}{6,384} = 0,1566,$$

da $p = 1$ ist.

Ebenso würde sich für w_1 ergeben:

$$w_1^{0,41} = \frac{p_3 \, v_3^{1,14}}{p_1 \, v_1},$$

q_1 aber würde sein: $\frac{p_1 \, v_1}{w_1}$.

Wenn also z. B. in der Belou'schen Heißluftmaschine oder in einer geschlossenen calorischen Maschine die im Speisecylinder comprimirte Luft nicht bei constantem Drucke erwärmt wird; wenn vielmehr diese Erwärmung nach irgend einem andern Gesetze, wenn sie z. B. bei constantem Volumen stattfindet, wie dies bei den Stirling'schen Heißluftmaschinen der Fall sein soll, oder wenn dieselbe etwa nach dem Gesetze $p_1 \, v_1^{-2} = p \, v^{-2}$, was durch die Curve T c T in der letzten Figur repräsentirt wird, erfolgte 2c. 2c., so ist doch stets das Product aus der niedrigsten in die höchste Temperatur gleich demjenigen aus den mittlern Temperaturen, die im Kreisprocesse vorkommen, wenn nur die Ableitung der Wärme nach demselben Gesetze stattfindet, wie die Zuleitung.

Die Formeln, die wir also bis dahin entwickelt haben, lassen sich nicht nur auf die Belou'sche, sondern auf alle Arten von geschlossenen und offenen Heißluftmaschinen anwenden, vorausgesetzt, daß bei den ersteren die Spannung nach der Expansion

so weit sinke, daß durch die darauf folgende Compression und Entziehung von Wärme die Luft in ihren Anfangszustand zurückkehre und daß die Luft bei den letztern nur unter den gemachten Bedingungen in die freie Luft entweiche. Freilich setzen wir dabei auch voraus, daß die Luft vor ihrer Erwärmung ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme nach dem Gesetze der adiabatischen Curve comprimirt werde, und daß sie nach der Erwärmung nach demselben Gesetze im Treibcylinder expandire.

Umgestaltung der entwickelten Formeln.

Da wir in der Gleichung

$$L = \frac{F H p}{T_3}\left(\frac{c}{A R} + 1\right)(T_2 - T_3 - T_1 + T) \text{ (Seite 171)}$$

statt $\frac{c}{A R} : \frac{1}{k-1}$ setzen konnten, so läßt sich diese Gleichung auch so schreiben:

$$L = \frac{F H p}{T_3}\left(\frac{k}{k-1}\right)(T_2 - T_3 - T_1 + T)$$

oder

$$L = \frac{F H p}{T_3}\left(\frac{c k}{c(k-1)}\right)(T_2 - T_3 - T_1 + T)$$

$$= \frac{F H p}{c(k-1) T_3}[c k (T_2 - T_1) - c k (T_3 - T)].$$

Hier bezeichnet nun $c k (T_2 - T_1)$ die der Luft zugeführte und $c k (T_3 - T)$ die von derselben abgeleitete Wärme oder, falls die Maschine eine offene calorische Maschine ist, diejenige, welche in die freie Luft entweicht. Gleichzeitig ist aber $c k$ die specifische Wärme der Luft bei constantem Drucke oder für das Aenderungsgesetz

$$p v^0 = p_1 v_1^0 = \cdots\cdots$$

Da wir nun aber gehört haben, daß unsere Formeln auch dann Anwendung finden, wenn die Aenderung von Volumen und Spannung bei Wärmezuführung und Wärmeableitung nach dem allgemeinen Gesetze:

$$p^m v^n = p_1{}^m v_1{}^n = \cdots\cdots$$

stattfindet, so können wir nunmehr die letzte Formel, da s die specifische Wärme für dieses Aenderungsgesetz repräsentirt, so schreiben:

$$L = \frac{FHp}{c(k-1)T_3} \cdot s(T_2 - T_1 - T_3 + T) \cdots\cdots (L^{II}),$$

wo bekanntlich

$$s = \frac{mk - n}{m - n} c$$

ist.

Macht die Maschine pro Minute n Hübe, so ist die secundliche Leistung N in Pferdestärken:

$$N = \frac{n}{60 \cdot 75} \cdot \frac{FHps}{c(k-1)T_3}(T_2 - T_1 - T_3 + T)$$

wobei wieder p den Druck in Kilogrammen pro □Meter bezeichnet. Ist p in Atmosphären gegeben, so hat man:

$$N = \frac{10334 \cdot n}{60 \cdot 75} \cdot \frac{FHps}{c(k-1)T_3}(T_2 - T_1 - T_3 + T)$$

$$N = 2{,}296 \frac{FHpns}{c(k-1)T_3}(T_2 - T_1 - T_3 + T) \text{ Pferdestk.} \cdots\cdots (LI)$$

Umgekehrt ist das Volumen FH des Treibcylinders:

$$FH = \frac{c(k-1)T_3 \cdot N}{2{,}296\, pns(T_2 - T_1 - T_3 + T)} \text{ Kubikmeter.}$$

Oder da

$$c(k-1) = 0{,}06904$$

ist:

$$FH = \frac{0{,}03007 \cdot N \cdot T_3}{pns(T_2 - T_1 - T_3 + T)} \text{ Kubikmeter} \cdots\cdots (LII).$$

Maximum der Leistung einer calorischen Maschine.

Wenn es vom praktischen Standpunkte aus möglich wäre, die Temperatur der Luft in einer calorischen Maschine beliebig zu steigern, so würden wir im Stande sein, derartige Maschinen mit kleinen Dimensionen und verhältnißmäßig großer Leistung zu bauen, und höchst wahrscheinlich hätten dieselben dann schon, da sie ja vollständig gefahrlos sind, letztere ganz verdrängt. Aber der Umstand, daß wir in der Erwärmung der Luft beschränkt sind, hat der allgemeinen Einführung der Heißluftmaschinen bis hierhin hindernd im Wege gestanden.

Als höchste Temperatur, die wir der Luft bei den in Rede stehenden Maschinen ertheilen können, wird die von 300° C. angesehen, obschon dieselbe — wie wir alsbald hören werden — in der Belou'schen Heißluftmaschine nach Tresca's Untersuchungen um circa 30° höher war, während die Maschine doch nach mehrmonatlichem Gebrauche in gutem Zustande befunden wurde.

Nehmen wir also an, 300° sei das Maximum der Temperaur, die wir der Luft ertheilen dürfen; nehmen wir ferner an, die Luft habe beim Eintritt in die Maschine, oder, falls diese eine geschlossene ist, beim Beginne ihres Kreislaufes eine Temperatur von 0°: so können wir in den oben entwickelten Formeln statt $T_2 : 273 + 300 = 573$ und statt $T : 273 + 0 = 273$ setzen. Soll nun die Leistung der Maschine ein Maximum oder das Cylinder-Volumen bei derselben Leistung ein Minimum werden, so müssen auch die Zwischentemperaturen T_1 und T_3 bestimmte Werthe erhalten.

Es ist nämlich klar, daß man unter den angeführten Umständen die Compression in der Speisepumpe nicht so weit treiben darf, bis jene Temperatur von 300° C. erreicht worden

ist, weil man ja sonst der Luft keine Wärme durch den Erwärmungsapparat zuführen, also auch keine mechanische Arbeit gewinnen könnte. — Wird nämlich $T_1 = T_2$, so wird auch nach (L) $T = T_3$ und der Ausdruck

$$T_2 - T_3 - T_1 + T$$

in (LI) oder (LII) wird $= 0$. Ebenso darf aber auch T_1 nicht $= T$ genommen werden, denn sonst folgt aus (L)

$$T_2 = T_3$$

und die vorige Summe wird abermals $= 0$. Es muß also jedenfalls T_1 zwischen T_2 und T liegen.

Da nun das Product der beiden Zahlen T_1 und T_3 gleich dem Producte der Zahlen T_2 und T ist; da ferner die beiden letztern Zahlen eine bestimmte Summe $(573 + 273)$ geben: so lehrt schon die Elementar-Mathematik, daß die Summe der Zahlen

$$T_1 + T_3$$

ein Kleinstes werde, wenn diese Zahlen gleich sind. — Wird aber diese Summe ein Kleinstes, so muß der Ausdruck

$$T_2 - T_3 - T_1 + T$$

offenbar ein Größtes werden.

Ist nun $T_1 = T_3$, so folgt aus (L)

$$T_3^2 = T_1^2 = T_2 T$$

mithin:

$$T_3 = T_1 = \sqrt{T_2 T} = \sqrt{573 \cdot 273} = 395{,}51.$$

Die Zwischentemperaturen t_1 und t_3 (nach Celsius gemessen) müssen also $395{,}51 - 273 = 122{,}51^0$ betragen.

Setzen wir die hier berechneten Werthe in (LII) ein, so erhalten wir einen Ausdruck für das Cylinder-Volumen FH, wenn die Leistung ein Größtes ist. Man hat hierfür:

$$FH = \frac{0{,}2163\, N}{p n s} \cdots\cdots (LIII).$$

Umgekehrt ist:

$$N = \frac{FHpns}{0,2163} \cdots\cdots (LIV).$$

Findet nun die Wärmezuführung und Wärmeableitung bei constantem Drucke statt, wie dies bei der Belou'schen oder bei den älteren Maschinen von Ericsson der Fall war, so ist $s = 0,2375$ und

$$FH = 0,9107 \frac{N}{pn} \cdots\cdots (LV)$$

also:

$$N = \frac{FHpn}{0,9107} \cdots\cdots (LVI).$$

Erfolgt dagegen die Mittheilung und Entziehung von Wärme nach dem Stirling'schen Systeme, also bei constantem Volumen, so hat man zu setzen $s = 0,1685$. In diesem Falle ist aber das Volumen am Ende der Expansion gleich demjenigen beim Beginn des Kreisprocesses. Es wird hier nämlich die Luft zuerst auf ein gewisses Volumen V_1 und auf eine gewisse Spannung p_1 comprimirt; alsdann wird dies Luftvolumen von T_1 auf $T_2{}^0$ erwärmt, wobei seine Spannung von p_1 auf p_2 steigt; nunmehr expandirt dasselbe wieder bis zum ursprünglichen Volumen V, bis die Spannung p_2 auf die p_1 und die Temperatur T_2 auf die T_3 heruntergegangen — oder, falls das Maximum der Arbeit geleistet werden soll, bis T_2 auf T_1 gesunken ist; endlich wird dem Volumen V so viel Wärme entzogen, bis T_1 zu T und p_1 zu p geworden ist. Und wenn man endlich die Wärmemittheilung und Wärmeentziehung nach dem Gesetze $p_1 v_1{}^{-2} = p v^{-2}$ stattfinden ließ, so würde man statt s den Werth 0,1916 zu setzen haben.

Bezeichnen wir nun bei einer Stirling'schen Maschine das ursprüngliche Volumen mit $f \cdot H$, so haben wir nach Seite 164

$$G = \frac{fHp}{RT}$$

und es ist nun in (LII) statt $T_3 : T$ zu setzen. Daher:

$$fH = \frac{0,03007 \cdot 273 \cdot N}{p\,n \cdot 0,1685 \cdot 54,98} = 0,886 \frac{N}{p\,n} \cdots\cdots (LVII).$$

Umgekehrt ist:

$$N = \frac{f \cdot H\,p\,n}{0,886} \cdots\cdots (LVIII).$$

Man sieht, daß die Leistung in allen Fällen um so größer, also das Endvolumen der Luft am Ende des Kreisprocesses um so kleiner ist, je größer der Anfangsdruck p und die Zahl der Hübe (n) pro Minute gemacht wird.

Zuzuführende und abzuleitende Wärmemenge. Brennmaterialverbrauch.

Setzen wir in der Formel (L^b) Seite 182:

$$L = \frac{F\,H\,p}{c\,(k-1)\,T_3}\, s\,(T_2 - T_1 - T_3 + T)$$

statt $c\,(k-1) : A\,R$, so erhalten wir:

$$L = \frac{F\,H\,p}{A\,R\,T_3}\,[s\,(T_2 - T_1) - s\,(T_3 - T)],$$

oder da

$$\frac{F\,H\,p}{R\,T_3} = G$$

ist:

$$L = \frac{G}{A}\,[s\,(T_2 - T_1) - s\,(T_3 - T)] \text{ Meterkilogramm.}$$

Hier bezeichnet nun

$$G\,s\,(T_2 - T_1)$$

die der Luft pro Hub zugeführte, und

$$G\,s\,(T_3 - T)$$

die von derselben pro Hub abgeführte, oder, wenn die Maschine eine offene calorische Maschine ist, diejenige Wärmemenge, welche die entweichende Luft noch behält. Für die erstere Q und für die letztere Q_1 gesetzt, giebt:

$$Q = s\,(T_2 - T_1)\,G \cdots\cdots (LIX)$$

und

$$Q_1 = s(T_3 - T) G \cdots\cdots (LX).$$

Werden n Hübe pro Minute, also $60 \cdot n$ Hübe in der Stunde gemacht, so beträgt die pro Stunde zuzuführende Wärmemenge:

$$Q_h = 60 n s (T_2 - T_1) G \text{ Calorien} \cdots\cdots (LXI)$$

und die während dieser Zeit abzuführende Wärme:

$$Q'_h = 60 n s (T_3 - T) G \text{ Calorien} \cdots\cdots (LXII).$$

Soll die Maschine das Maximum der Leistung geben, so ist $T_2 - T_1 = 573 - 395{,}51 = 177{,}49$ und $T_3 - T = 395{,}51 - 273 = 122{,}51$; daher:

$$Q_h = 10649{,}4 \, n s G = 9509 \, n s p \cdot FH \text{ Calorien}$$

und

$$Q'_h = 7350{,}6 \, n s G = 6563 \, n s p \cdot FH \text{ Calorien},$$

wenn p in Atmosphären gegeben ist.

Hiernach hat man pro Pferdestärke und Stunde

$$\frac{Q_h}{N} = \frac{9509 \, n s p \cdot FH}{N} \text{ Calorien}$$

der Maschine zuzuführen und

$$\frac{Q'_h}{N} = \frac{6563 \, n s p \cdot FH}{N} \text{ Calorien}$$

pro Pferdestärke und Stunde abzuführen.

Liefert 1 Kilogramm guter Steinkohlen 7500 Calorien, so beträgt der Brennmaterialverbrauch pro Pferdekraft und Stunde:

$$\frac{Q_h}{7500 \cdot N} \text{ Kilogramm Steinkohlen},$$

wenn alle Wärme des Brennmaterials der Luft mitgetheilt wird. Nimmt man aber an, die Hälfte derselben ginge durch Ausstrahlung verloren, so würde man für den Verbrauch an Steinkohlen pro Pferdekraft und Stunde erhalten:

$$\frac{Q_h}{3750 \cdot N} \text{ Kilogramm} \cdots\cdots (LXIII).$$

Zahlenbeispiel 1. Wie groß ist die Leistung der Belou'schen Heißluftmaschine, bei der $FH = 2{,}309$ Kubikmeter, n die

Anzahl der Hübe pro Minute = 46, der Maximaldruck im Speisecylinder $p_1 = 1{,}94$ Atmosphären und der im Treibcylinder $p_2 = 1{,}68$ Atmosphären betrug; wenn ferner angenommen wird, daß $T = 273 + 10 = 283^0$ gewesen sei?

Es ist nach XXI[a] und XXI[b]:

$$T_1 = 283\left(\frac{1{,}94}{1}\right)^{0{,}2907} = 343^0;$$

oder nach Celsius'schen Graden $t_1 = 343 - 273 = 70^0$.

Nach den sorgfältigen Versuchen Tresca's hatte die aus dem Arbeitscylinder entweichende Luft eine Temperatur von $t_3 = 250^0$, also eine absolute Temperatur T_3 von $273 + 250 = 523^0$. Hieraus berechnet sich die Temperatur T_2 der Luft im Treibcylinder zu

$$T_2 = 523\,(1{,}68)^{0{,}2907} = 608{,}25^0.$$

Die Temperatur, nach der Centesimalscala gemessen, war demnach:

$$608{,}25 - 273 = 335{,}25^0,$$

also, wie oben bemerkt, größer als 300^0.

Substituiren wir nun die berechneten Werthe in (XXXXIII), so erhalten wir:

$$N = 7{,}8972\,\frac{2{,}309 \cdot 46}{523}\,(608{,}25 - 523 - 343 + 283) = 40{,}5 \text{ Pfdk.}$$

Tresca berechnet die Leistung der Maschine nach den vom Speise- und Arbeitscylinder abgenommenen Diagrammen in runder Zahl zu 40 Pferdekräften.

Nimmt man an, daß 30 % von dieser theoretischen Leistung durch Reibung verloren gegangen seien, so wird die wirkliche Leistung $0{,}70 \times 40{,}5 = 28{,}35$ Pferdekräfte betragen haben. In der That würde die mechanische Arbeit einer Dampfmaschine von denselben Dimensionen, die mit Dampf von 3 bis 4 Atmosphären Spannung arbeitet, ungleich größer gewesen sein. Rechnet man aber zu dem Raume, den eine solche Dampfmaschine einnimmt, auch noch den für die Kessel-Anlage hinzu,

so wird sich freilich das Verhältniß der Rauminhalte zwischen der Heißluftmaschine und jener Dampfmaschine zu Gunsten der erstern herausstellen.

Das Luftgewicht (G), welches pro Hub von der Maschine eingesogen wurde, belief sich auf:

$$\frac{F H p}{R T_3} = \frac{2,309 \times 10334}{29,272 \times 523} = \frac{23861}{15309} = 1,558 \text{ Kilogramm.}$$

Es betrug also die pro Hub zuzuführende Wärmemenge nach (LIX):

$$Q = 0,23751 (608,25 - 343) 1,558 = 98,149 \text{ Calorien}$$

und die, welche pro Stunde und Pferdekraft verbraucht wurde:

$$\frac{98,149 \times 46 \times 60}{40,5} = \frac{270894}{40,5} = 6689 \text{ Calorien;}$$

daher der Aufwand an Steinkohlen pro Pferdekraft und Stunde, wenn alle Wärme der Luft zugeführt wurde: $\frac{6689}{7500} = 0,892$ Kilogramm. Nach Tresca's Beobachtungen belief sich der Steinkohlenverbrauch auf 1,44 Kilogramm; es ging also circa die Hälfte der Wärme verloren.

Die vorzüglichsten Dampfmaschinen, die in neuerer Zeit ausgeführt worden sind, wie z. B. die von Farcot & Sohn in Paris, oder die Wasserhebungsdampfmaschinen auf den Kupfer- und Zinnerzgruben in Cornwall, sollen für die effective Pferdekraft pro Stunde 1 bis höchstens 2 Kilogramm Steinkohlen beanspruchen. Demnach wäre der Kohlenverbrauch jener Heißluftmaschine, da dieselbe nur eine effective Leistung von 28 bis 29 Pferdekräften liefert, noch etwas größer als derjenige der besten Dampfmaschinen.

Zahlenbeispiel 2. Es soll eine Heißluftmaschine nach dem Belou'schen Systeme so gebaut werden, daß ihr Cylinder-Volumen bei einer gegebenen Arbeitsleistung ein Minimum wird. Wie groß ist dies Volumen zu machen, wenn die theo-

retische Leistung der Maschine bei 48 Hüben pro Minute 100 Pferdestärken betragen soll?

Nach Formel (LV) hat man:

$$FH = 0{,}9107 \frac{100}{1 \cdot 48} = \frac{91{,}07}{48} = 1{,}9 \text{ Kubikmeter sehr nahe.}$$

Diese Maschine leistet also bei einem kleinern Cylinder-Volumen mehr als das Doppelte von dem, was die Belou'sche Heißluftmaschine leistet, ein Beweis, wie sehr wichtig es ist, daß derartige Maschinen nach den oben entwickelten Regeln für die Maximalleistung angeordnet werden.

Eine Dampfmaschine, welche mit Dampf von 3½ Atmosphären Spannung — ohne Expansion und Condensation — arbeitet, würde bei 48 Spielen pro Minute nur einen Cylinder von 0,368 Kubikmeter Inhalt beanspruchen.

Sollte der Cylinder unserer Heißluftmaschine nicht größer werden, so hätte man statt der offenen eine geschlossene Maschine herzustellen und den Anfangsdruck (p) der Luft in derselben noch etwas größer als 5 Atmosphären zu machen. Bei der Compression im Speisecylinder würde dann die Expansivkraft der Luft auf circa 16 Atmosphären gesteigert werden. Allerdings Spannungsverhältnisse, die für die Praxis kaum empfohlen werden dürften. Man kann nun einen Cylinder, der das doppelte bis dreifache Volumen von 0,368 Kubikmeter besitzt, noch immer keinen unförmlichen nennen; denn die Cylinder der von Watt erbauten Condensationsmaschinen (und solche wurden bekanntlich in der erstern Zeit nach Einführung der Dampfmaschinen nur hergestellt) mußten bei einem Ueberdruck von etwa 1⅓ Atmosphären und einer theoretischen Leistung von circa 120 Pferdestärken auch 1 Kubikmeter Inhalt haben. Hierzu kamen aber noch die kolossalen Kessel, die bei den Heißluftmaschinen ganz fortfallen.

Würde die Luft in unserer Maschine vor dem Ingangsetzen

auf 2 Atmosphären comprimirt, so könnte man dem Treibcylinder bei derselben Leistung die Hälfte des Inhalts, also 0,95 Kubikmeter, d. i. ungefähr 3×0,368 Kubikmeter geben, und die in der Maschine auftretenden Spannungsverhältnisse würden nicht ungünstig sein.

Aus diesem Allen geht uns hervor, daß selbst solchen calorischen Maschinen, deren theoretische Leistung 100 Pferdekräfte betragen, die also eine effective mechanische Arbeit von etwa 50 bis 60 Pferdekräften liefern sollen, eine Zukunft nicht abgesprochen werden kann, nur müssen es geschlossene Maschinen sein, die ihren Kreislauf mit einem Anfangsdruck von 2 bis 3 Atmosphären beginnen, und außerdem müssen sie für das Maximum der Leistung construirt sein. Besonders verdienen aber derartige Maschinen für kleinere Leistungen (8 bis 20 Pferdekräfte) eingeführt zu werden, da dieselben, weil sie in gleicher Zeit mehr Hübe oder Spiele machen können, als die größern, einen noch verhältnißmäßig kleinern Raum einnehmen, als diese. Wir können hierbei nicht unerwähnt lassen, daß die Formeln, welche Herr Professor Zeuner in seiner mechanischen Wärmetheorie für das Cylinder-Volumen der Heißluftmaschinen entwickelt, einen doppelt so großen Werth geben als die unsrigen. Herr Zeuner hat aber bei seinen Entwickelungen einfach wirkende Maschinen im Sinne gehabt. Seine Formeln liefern also nur dann mit den unsrigen übereinstimmende Resultate, wenn man in dessen Werke statt u, welches die Zahl der Spiele oder Kurbelumdrehungen in der Minute bezeichnet, die Zahl der Hübe, also 2u, substituirt. (Man vergleiche unsere Berechnungen mit denen von Boetius in dem oben citirten Schriftchen.)

Wir wollen nun noch für die obige 100pferdekräftige Maschine das Volumen für den Speisecylinder, sowie den Ver-

brauch an Brennmaterial und Kühlwasser berechnen; wobei wir also annehmen, die Maschine sei eine geschlossene Heißluftmaschine.

Es ist, Seite 173:

$$fH = FH \cdot \frac{T_1}{T_2} = 1{,}9 \frac{395{,}51}{573} = 1{,}9 \times 0{,}6902 = 1{,}311 \text{ Kubikmeter,}$$

= Inhalt der Speisepumpe.

Die pro Stunde zuzuführende Wärmemenge beträgt nach Seite 187:

$$Q_h = 9509\, n\, s\, p \cdot F \cdot H$$

oder, wenn man die bestimmten Zahlen einsetzt:

$$Q_h = 9509 \cdot 48 \cdot 0{,}2375 \cdot 1{,}9 = 205851 \text{ Calorien.}$$

Daher der wirkliche Verbrauch an guten Steinkohlen pro Pferdekraft und Stunde:

$$\frac{Q_h}{3750 \cdot N} = \frac{205851}{3750 \cdot 100} = 0{,}549 \text{ Kilogramm.}$$

Da die effective Leistung der Maschine vielleicht höchstens 60 Pferdekräfte beträgt, so würde also die wirkliche Pferdekraft pro Stunde eine Steinkohlenmenge von

$$\frac{0{,}549 \times 100}{60} = 0{,}915 \text{ Kilogramm}$$

beanspruchen, mithin eine kleinere Menge als die besten Dampfmaschinen erfordern.

Die pro Stunde abzuführende Wärmemenge findet sich aus der Proportion:

$$Q_h : Q^1_h = 9509 : 6563 \text{ (Seite 187)}$$

oder da $Q_h = 205851$ ist, aus der:

$$205851 : Q^1_h = 9509 : 6563.$$

Hieraus ist:

$$Q^1_h = 142037.$$

Soll das Kühlwasser von 0 bis 80° erwärmt werden, so hat man pro Secunde:

$$\frac{142037}{3600 \cdot 80} = 0{,}493 \text{ Kilogramm}$$

anzuwenden, also, nach preußischem Maße, noch nicht $^1/_{60}$ Kubikfuß. Hierbei ist diejenige Wärmemenge noch nicht berücksichtigt worden, welche durch theilweise Verdampfung des Wassers der heißen Luft entzogen wird.

Der Regenerator.

Wir wollen nunmehr noch eines Apparates gedenken, den der berühmte Ericsson bei seinen ersten calorischen Maschinen anwandte, und dem er den Namen Regenerator gab.

Es ist oben hervorgehoben worden, daß die aus der Belou'schen Maschine entweichende Luft eine Temperatur von 250° besitze. Fast mit derselben Temperatur entwich die Luft aus den ersten Ericsson'schen Maschinen. Es lag also der Gedanke nahe, die Wärme dieser Luft entweder ganz oder wenigstens theilweise wieder zu verwerthen, um so an Brennmaterial sparen zu können. Der geniale Mechaniker leitete deßhalb die aus seiner ersten Maschine entweichende Luft durch mehrere über einander gelegte Drahtgitter, an welche sie beim Durchströmen ihre Wärme abgab. Die kalte Luft, welche von der Speisepumpe aufgesogen worden war, mußte alsdann ihren Weg durch diese Gitter nehmen, um an diesen vorgewärmt zu werden. Dieses Drahtgeflecht erhielt nun den Namen Regenerator.

Nun haben wir aus Formel (12), Seite 168) ersehen, daß die Leistung einer calorischen Maschine vorzüglich auch von dem in derselben wirksamen Luftgewichte (G) abhängig sei. Dies Luftgewicht hängt aber, mag nun gewöhnliche oder comprimirte Luft verwandt werden, wesentlich von der Temperatur derselben ab. Je größer diese, desto geringer ist, bei gleichem

Volumen, das Gewicht derselben. Es kann deßhalb, unter übrigens gleichen Umständen, ein und derselbe Arbeitscylinder auch eine kleinere Gewichtsmenge Luft aufnehmen und demnach auch weniger leisten. Und sollte dieselbe Leistung erzielt werden, also dennoch dasselbe Luftquantum verwendet werden, so hätte man das Volumen des Treibcylinders zu vergrößern. Aus diesem Grunde wurde also auch die erste Ericsson'sche Maschine bei Anwendung des Regenerators eine weit geringere Leistung geben, als ohne denselben. Dies mag denn auch die Veranlassung gewesen sein, daß ihn Ericsson bei seinen neuern Maschinen fortgelassen hat.

Wird indessen die Güte einer calorischen Maschine, wie es eigentlich richtig ist, nach dem Verhältniß des Kohlenverbrauchs zu den Dimensionen und der Leistung derselben beurtheilt, so ist immerhin die Anwendung eines Regenerators von Vortheil, wenn die Maschine nicht die Maximal-Arbeit liefert. Wollte man z. B. die Expansion der Luft im Arbeitscylinder nicht so weit treiben, bis die Temperatur derselben auf $T_3 = 122{,}51^0$ C. herunter gegangen wäre; wollte man vielmehr T_3 etwa $= 160^0$ C. sein lassen, so würde man die $160 - 122{,}51 = 37{,}49^0$ Wärme der Luft nach ihrer Compression im Speisecylinder zuführen können; man würde dann allerdings eine kleinere Leistung als die Maximalleistung erhalten, gleichzeitig aber auch in demselben Verhältniß weniger Brennmaterial verbrauchen. Wollte man dagegen jene $37{,}49^0$ Wärme verloren gehen lassen, so würde nicht nur nicht die Maximalleistung erreicht, sondern man hätte auch offenbar mehr Kohlen nothwendig. Es geht also hieraus hervor, daß bei einer calorischen Maschine, die das Maximum der Arbeit leistet, mag sie nun eine offene oder geschlossene sein, die Anwendung eines Regenerators ohne Nutzen ist.

Absolutes Maximum der Leistung einer calorischen Maschine.

Das absolute Maximum der Leistung einer Heißluftmaschine kann nur dadurch erreicht werden, daß man den Kreisproceß in der Art durchführt, wie er Seite 100 beschrieben worden ist; in diesem Falle verbraucht die Maschine bei einer gewissen Arbeit, die sie leistet, die geringste Wärmemenge. Demnach hat man also die Zu- und Ableitung der letztern dermaßen zu reguliren, daß sich die Luft im Arbeitscylinder anfänglich nach der isothermischen und dann nach der adiabatischen Curve ausdehnt und daß die Zusammendrückung in der Speisepumpe ebenfalls anfänglich nach der isothermischen und dann nach der adiabatischen Curve erfolgt. Das Gesetz, welches also die Zu- und Ableitnng der Wärme repräsentirt, ist demnach gegeben durch den Ausdruck

$$p\,v = p_1\,v_1.$$

Wollten wir eine Formel für die Leistung einer derartigen Maschine herleiten, so hätten wir in der Gl.:

$$L = \frac{G}{A}\left[s\,(T_2 - T_1) - s\,(T_3 - T)\right] \text{ (Seite 186)}$$

$T_1 = T_2$ und $T_3 = T$ zu setzen, da ja die Temperatur oder die innere Arbeit der Luft während der Zu- und Abführung der Wärme constant erhalten wird. Ist aber $T_1 = T_2$ und $T_3 = T$, so kann man die Leistung der Maschine aus jener Gl. nicht berechnen. Es ist aber bekannt, daß wir unter den vorliegenden Umständen die zu- und abgeleitete Wärme aus dem Anfangs- und Endvolumen oder aus der Anfangs- und Endpressung bestimmen können. Für die zugeführte Wärme Q hat man nämlich nach Seite 78:

$$Q = 2{,}3026\,A\,R\,T_1 \log \frac{v_2}{v_1},$$

wenn v_1 das Anfangsvolumen mit der größern Pressung p_1

und v_2 das Endvolumen am Ende der Ausdehnung nach der isothermischen Curve bezeichnet; Fig. 11 (Seite 100).

Und für die abgeleitete Q_1:

$$Q_1 = 2{,}3026\,A\,R\,T_2 \log \frac{v_3}{v_4},$$

dabei ist v_3 das größere und v_4 das kleinere Volumen.

Nunmehr können wir die Arbeit L der Maschine nach Gl. XXX, Seite 107 berechnen. Man hat hierfür:

$$L = \frac{Q}{A\,T_1}(T_1 - T_2),$$

wenn in der Maschine 1 Kilogramm Luft thätig ist. Sind aber G Kilogramm Luft darin wirksam, so ist:

$$L = \frac{Q}{A\,T_1}(T_1 - T_2)\,G.$$

Wird nun statt Q der Werth von oben eingesetzt, so entsteht:

$$L = 2{,}3026\,R\,G\,(T_1 - T_2) \log \frac{v_2}{v_1}.$$

Dies ist also das absolute Maximum der Leistung einer calorischen Maschine, wie wir solches auch schon früher gefunden haben. Bezeichnen wir dasselbe mit L_a, so erhalten wir:

$$L_a = 2{,}3026\,R\,G\,(T_1 - T_2) \log \frac{v_2}{v_1}.$$

Wollen wir das Gewicht G durch das Cylindervolumen ersetzen, so haben wir nach Seite 167:

$$G = \frac{F\,H\,p_3}{R\,T_2},$$

wo p_3 die Endpressung und T_2 die Endtemperatur nach der Ausdehnung im Treibcylinder repräsentirt (Fig. 11). Man hat also:

$$L_a = 2{,}3026\,F\,H\,p_3 \frac{T_1 - T_2}{T_2} \log \frac{v_2}{v_1}.$$

Nun können wir aber auch statt des Volumenverhältnisses $\frac{v_2}{v_1}$ das des größten zum kleinsten Drucke einführen. Es ist

bekanntlich:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}$$

und nach dem Gesetze der adiabatischen Curve $T_1 T_2$, Fig. 11:

$$\frac{p_2}{p_3} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

mithin:

$$p_2 = p_3 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Substituiren wir diesen Werth von p_2 in den Ausdruck für $\frac{v_2}{v_1}$, so erhalten wir:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_3}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Demnach ist also:

$$L_a = 2{,}3026\, F H p_3 \frac{T_1 - T_2}{T_2} \log \frac{p_1}{p_3}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{3{,}439} \text{ Meterkilogramm.}$$

Macht die Maschine pro Minute n Hübe, so ist die secundliche Leistung:

$$\frac{n}{60} \cdot 2{,}3026\, F H p_3 \frac{T_1 - T_2}{T_2} \log \frac{p_1}{p_3}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{3{,}439} \text{ Meterkilogramm}$$

und die Leistung in Pferdekräften:

$$N = \frac{n}{60 \cdot 75} \cdot 2{,}3026\, F H p_3 \frac{T_1 - T_2}{T_2} \log \frac{p_1}{p_3}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{3{,}439}.$$

Ist der Druck in Atmosphären gegeben, so entsteht:

$$\frac{10334 \cdot 2{,}3026}{60 \cdot 75}\, n F H p_3 \frac{T_1 - T_2}{T_2} \log \frac{p_1}{p_3}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{3{,}439}$$

oder:

$$N = 5{,}288\, n F H p_3 \frac{T_1 - T_2}{T_2} \log \frac{p_1}{p_3}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{3{,}439}. \text{ Pferdekräfte.}$$

Setzt man als äußerste Grenzen $T_1 = 573$ und $T_2 = 273$, so erhält man:

$$N = 5{,}8115\, F H p_3\, n \log \frac{p_1}{12{,}804\, p_3}$$

Soll der Ausdruck rechts einen reellen Werth erhalten, so muß offenbar

$$p_1 > 12{,}804\, p_3$$

sein, d. h. es muß die Pressung beim kleinsten Volumen V_1 mindestens größer sein als das 12,804fache der Anfangspressung p_3. Setzen wir also z. B. $p_1 = 20$ und $p_3 = 1$ Atmosphäre, so erhalten wir:

$$N = 1{,}127\, F H \cdot n$$

mithin für das Cylindervolumen FH:

$$F H = 0{,}888 \frac{N}{n}.$$

Für eine Belou'sche Maschine, bei der die Zu- und Abführung der Wärme bei constanter Pressung also nach einer geraden Linie erfolgt, finden wir die höchste Spannung, die wir mit p_1 bezeichnet haben nach Seite 165 aus der Gl.:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0{,}2907}.$$

Für das Maximum der Leistung war $T_1 = 395{,}51$ und $T = 273$; mithin ist:

$$p_1 = \sqrt[0{,}2907]{\frac{395{,}51}{273}} = 3{,}581 \text{ Atmosphären.}$$

Das Cylindervolumen betrug in diesem Falle (Seite 185):

$$F H = 0{,}9107 \frac{N}{p\, n},$$

wo N die Zahl der Pferdestärken und $p = 1$ war.

Während also das Volumen bei derselben Leistung nur wenig größer ist, als bei der vorigen Maschine, ist das Maximum der Spannung ungleich kleiner.

Da es nun aber schwer sein dürfte, die Spannung in einer Heißluftmaschine bis auf 20 Atmosphären zu steigern, so wird man also auch vor der Hand noch von der Construction solcher Maschinen absehen müssen, die das absolute Maximum der

Arbeit liefern, d. h. die beim kleinsten Aufwand von Brennmaterial die größte Wirkung geben. Wollte man aber die Spannung in einer solchen Maschine nur etwa bis auf 14 oder 15 Atmosphären treiben, so würde das Cylindervolumen schon ungleich größer ausfallen, als für eine nach den andern Systemen.

Kürzeste Gestalt der Leistungsformeln für calorische Maschinen.

Die oben, Seite 196 aufgeführte Formel für das absolute Maximum der Leistung

$$L = \frac{Q}{A T_1} (T_1 - T_2) G,$$

die wir beim einfachen Kreisproceß entwickelt haben, läßt sich in dieser Gestalt für jede calorische Maschine herleiten.

Da in der Formel

$$L = \frac{G}{A} [s (T_2 - T_1) - s (T_3 - T)] \text{ (Seite 186)}$$

$s (T_2 - T_1)$ die der Luft zugeleitete und $s (T_3 - T)$ die von derselben abgeleitete Wärme bezeichnet, wovon wir die erstere oben schon mit Q und die letztere mit Q_1 benannt haben, so erhält man nach Einsetzung dieser Werthe:

$$L = \frac{G}{A} (Q - Q_1).$$

Nun haben wir gehört, daß für alle calorischen Maschinen der Satz:

$$T_2 : T_3 = T_1 : T \text{ (Seite 173)}$$

Geltung habe, wenn überhaupt die Wärmemittheilung oder Wärmeentziehung nach dem allgemeinen Gesetze:

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n = \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot$$

stattfindet.

Es ist hieraus:

$$T_2 - T_1 : T_3 - T = T_2 : T_3$$
$$\text{oder} = T_1 : T.$$

Daher auch:

$$s(T_2 - T_1) : s(T_3 - T) = T_2 : T_3 = T_1 : T$$

oder:

$$Q : Q_1 = T_2 : T_3 = T_1 : T.$$

Hiernach hat man:

$$Q = \frac{Q_1 T_1}{T}$$

und

$$Q_1 = \frac{Q T}{T_1}$$

oder auch:

$$Q = \frac{Q_1 T_2}{T_3}$$

und

$$Q_1 = \frac{Q T_3}{T_2}.$$

Wird nun z. B. der erstere Werth von Q_1 in die obige Gl. für L eingesetzt, so entsteht:

$$L = \frac{G}{A}\left(Q - \frac{Q T}{T_1}\right) = \frac{Q G}{A T_1}(T_1 - T) \cdots\cdots (LXIV).$$

Hiernach kann man also die Leistung L einer calorischen Maschine allein aus der zugeführten Wärme $(Q \cdot G)$, aus der Anfangstemperatur T und aus demjenigen Wärmegrade berechnen, welchen die Luft durch Compression nach der adiabatischen Curve erhalten hat.

Man sieht, daß diese Gl., wenn man $G = 1$ setzt, d. h. wenn nur 1 Kilogramm Luft in der Maschine thätig ist, mit der beim einfachen Kreisproceß (Abschnitt VI) entwickelten, der Gestalt nach vollkommen übereinstimmt.

Setzt man den zweiten Werth von Q_1 in die Gl. für L ein, so erhält man:

$$L = \frac{G}{A}\left(Q - \frac{Q T_3}{T_2}\right) = \frac{Q G}{A T_2}(T_2 - T_3) \cdots\cdots (LXV).$$

Es berechnet sich hiernach auch die Leistung aus der zugeführten Wärme (QG), aus der Temperatur T_2, die der Luft im Erwärmungsapparate mitgetheilt wird, und aus derjenigen, die sie nach ihrer Expansion im Treibcylinder besitzt.

Da in diesen Formeln die specifische Wärme s nicht mehr vorkommt, so sieht man, daß die Leistung einer calorischen Maschine von diesem Werthe nicht abhängig ist. Sind also z. B. in den beiden oben erwähnten Systemen (System Stirling und System Ericsson oder Belou) die Temperaturen T_1 und T oder T_2 und T_3 sowie die Wärmemengen QG dieselben, so liefern die Maschinen dieselbe Arbeit; freilich muß dann bei Maschinen nach dem Stirling'schen System das arbeitende Luftgewicht G größer sein, als bei Maschinen des andern Systems, weil bei den ersteren die specifische Wärme s kleiner ist als bei den andern. Hiernach hat also keins der beiden Systeme vor dem andern einen Vorzug, wenn man von den Dimensionen der Maschinen absieht; die Leistung beider, sowie aller Systeme, in denen ein Kreislauf der oben beschriebenen Art stattfindet, sind allein den zugeführten Wärmemengen und den in der Maschine auftretenden Temperaturen proportional.

Man kann nun aber auch die Leistung L aus der abgeführten Wärmemenge $Q_1 G$ berechnen.

Setzen wir nämlich in der Gl. für L, Seite 199, den ersten Werth von Q ein, so erhalten wir:

$$L = \frac{G}{A}\left(\frac{Q_1 T_1}{T} - Q_1\right) = \frac{Q_1 G}{A T}(T_1 - T) \cdots\cdots (LXVI).$$

Wird dagegen der zweite Werth von Q in dieselbe Gl. substituirt, so ergiebt sich:

$$L = \frac{G}{A}\left(\frac{Q_1 T_2}{T_3} - Q_1\right) = \frac{Q_1 G}{A T_3}(T_2 - T_3) \cdots\cdots (LXVII).$$

Es erübrigte uns nunmehr noch, Formeln für die Leistung

solcher Heißluftmaschinen herzuleiten, bei denen die Compression und nachherige Expansion nicht nach der adiabatischen, sondern nach einer Curve stattfände, die dem allgemeinen Gesetze

$$p_1 v_1^{\frac{n}{m}} = p v^{\frac{n}{m}}$$

unterworfen wäre, wobei die Quotienten $\frac{n}{m}$ alsdann andere Werthe besitzen müßten, als diejenigen für das andere Curvenpaar, nach welchem bisher die Ab- und Zuleitung der Wärme bewirkt wurde. Wir halten indessen die Herleitung solcher Formeln für überflüssig, da sie auf keins der bestehenden Systeme Anwendung finden; auch dürfte es unwahrscheinlich sein, daß in Zukunft eine Heißluftmaschine erfunden würde, zu deren Berechnung dieselben brauchbar wären. Besonders lassen sie sich auch nicht benutzen zur Ermittelung der Leistungen der in neuerer Zeit erfundenen calorischen Maschinen von Laubereau und Lehmann, die nach den Ansichten des Verfassers — vorzüglich was die letztere Maschine anbelangt — für den Kleinbetrieb sehr zu empfehlen wären. Es soll demnach am Schlusse dieses Abschnittes unsere Aufgabe sein, noch kurz einer Heißluftmaschine zu gedenken, deren Principien vom praktischen Standpunkte aus allerdings Beachtung zu verdienen scheinen. Wir meinen die Hochdruckmaschine von Rich. Unger, deren Construction derzeit im „Civil-Ingenieur" und im „Polytechn. Journal" mitgetheilt wurde. Im nächsten Abschnitte werden wir alsdann auf die Laubereau'sche und Lehmann'sche Maschine ausführlich zurückkommen.

Andeutungen über die Construction der Unger'schen Maschine.

Bei den Heißluftmaschinen, deren Theorie wir in diesem Abschnitte abgehandelt haben, wurde die kalte Luft im Speise-

cylinder zuerst ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme comprimirt, ihre Spannung nahm also nach dem potenzirten Mariotte'schen Gesetze zu. — Comprimiren wir aber die Luft in der Speisepumpe, indem wir ihr die freiwerdende Wärme entziehen, so vermehrt sich ihre Expansivkraft nach dem einfachen Mariotte'schen Gesetze und das comprimirte Luftvolumen besitzt bei derselben Spannung (p_1) ein ungleich kleineres Volumen, als wenn die Compression ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme stattfindet. Da nun ferner die Temperatur dieser Luft eine niedrigere ist, so kann sie sich, wenn sie im Feuer oder Erwärmungsapparate auf denselben Grad erwärmt wird, stärker ausdehnen und dadurch um so mehr leisten; oder umgekehrt, bei derselben Leistung kann sie sich auf ein kleineres Volumen ausdehnen, wobei dann der Inhalt des Treibcylinders verhältnißmäßig geringer wird. Auch darf man sagen, daß sich dasselbe Luftgewicht, bei derselben zugeführten Wärmemenge auf einen geringern Grad erwärme, und daß deßhalb die in der Maschine auftretende höchste Temperatur geringer sein könne, als wenn die Luft zuerst nach dem potenzirten Mariotte'schen Gesetze zusammengedrückt würde.

Dieses Princip soll Richard Unger bei seiner calorischen Hochdruckmaschine angewandt haben, und zwar soll er die Abkühlung der comprimirten Luft in der Speisepumpe dadurch bewirken, daß er in dieselbe kaltes Wasser in ganz feinen Strahlen einspritzt, was dann die freiwerdende Wärme aufnimmt und sich gleichzeitig in Dampf verwandelt. Das hierzu nothwendige kalte Wasser wird durch eine kleine Pumpe, die von der Maschine selbst in Thätigkeit zu setzen ist, in den Speisecylinder gedrückt. Auf diese Weise soll die Temperatur der Luft in letzterm, nach den Angaben der Journale, auf circa 30° C. bei einer Compression von 6 Atmosphären (5 Atmosphären Ueberdruck) gebracht werden. Der sich bildende Wasserdampf

wird gleichzeitig die Expansivkraft der Luft etwas vergrößern und wahrscheinlich die Kolbenreibung vermindern.

Der Ofen der Maschine ist ein allseitig verschlossener, aus eisernen Platten gebildeter cylinderförmiger Raum, oben und unten kugelförmig begrenzt. Er besteht aus drei ringförmigen Räumen, von denen der eine den andern concentrisch umgiebt. In dem mittleren Raume findet die eigentliche Verbrennung der Kohlen statt. Dieser steht durch Oeffnungen mit dem nach oben verschlossenen aber unten offenen Rauchschacht in Verbindung, welcher den innersten Raum bildet; endlich ist letzterer an seinem untern Ende durch Oeffnungen mit dem äußersten Raume des Heerdes in Communication gesetzt.

Sowohl in den eigentlichen Feuerraum als in den Rauchschacht wird ein Theil der comprimirten Luft der Speisepumpe vermittelst enger Röhren geleitet. Es findet auf diese Weise schon im eigentlichen Feuerraume eine möglichst vollständige Verbrennung statt; diejenigen Gase indessen, welche hier noch nicht vollkommen verbrannt sein sollten, finden im Rauchschacht die zur weitern Verbrennnng nöthige Luft vor. — Die sehr heißen Verbrennungsgase steigen nun im innern Raume des Heerdes nach unten und mischen sich hier mit dem bei weitem größten Theile der kalten Luft, die von der Compressionspumpe kommt und die den äußern ringförmigen Theil des Ofens, der durch den mittlern Feuerraum sehr stark erhitzt ist, ausfüllt. Auf diese Weise erhält dann die Betriebsluft eine Temperatur von 250 bis 300°.

In der That wird man durch diese sehr sinnreiche Construction besser im Stande sein, die Temperatur der Betriebsluft zu reguliren, als dies z. B. nach der Belou'schen Construction des Heerdes der Fall ist.

Die heiße Luft wird nun durch eine besondere Röhre in den Ventilkasten des Treibcylinders geleitet, durch dessen Ventile

sie bald auf die eine, bald auf die andere Seite des Kolbens tritt, um denselben bald nach dieser, bald nach jener Richtung zu bewegen.

Bevor indessen die comprimirte Luft in den Ofen gelangt, wird sie in einen Windbehälter geleitet, wahrscheinlich aus dem Grunde, um von hier aus die zur Verbrennung dienende Luftmenge besser reguliren zu können. (Dingler's „Polytechnisches Journal", Band CLXXXVI, Heft 1.)

Zehnter Abschnitt.

Die Laubereau'sche und Lehmann'sche Heißluftmaschine.

Im vorigen Abschnitte haben wir die Theorie derjenigen offenen und geschlossenen Heißluftmaschinen abgehandelt, bei denen ein bestimmtes Luftvolumen in der Maschine einen sogenannten Kreislauf durchmachte. Sind dies einfach wirkende Maschinen, wie z. B. die beschriebene Ericsson'sche, so wird ein solcher Kreislauf während einer Kurbelumdrehung vollendet, bei doppelt wirkenden erfolgt derselbe zwar auch während derselben Periode, dagegen kommt hier unter übrigens gleichen Umständen das doppelte Luftgewicht zur Verwendung, so daß derartige Maschinen bei denselben Dimensionen das Doppelte leisten. Die beiden Maschinen, die wir jetzt betrachten wollen, sind nun in Wirklichkeit geschlossene Maschinen, aber das in denselben thätige Luftgewicht vollzieht den Kreislauf nicht so, wie wir dies bis jetzt vorausgesetzt haben. Indem nämlich bis dahin das ganze eingeschlossene Luftvolumen entweder verdichtet oder verdünnt wurde, erstreckt sich hier die Verdichtung oder Verdünnung nur auf einen Theil desselben, während sich der andere Theil in

einem andern Zustande befindet. Aus diesem Grunde können denn auch die bis jetzt entwickelten Formeln auf diese Maschinen keine Anwendung finden. Wir können also die Leistung derselben nicht aus der zu- oder abgeleiteten Wärme und dem sogenannten Temperaturgefälle berechnen, wie es die Grundsätze der mechanischen Wärmetheorie erheischen, vielmehr haben wir, um zu dieser Leistung zu gelangen, denselben Weg einzuschlagen, den wir bei der Berechnung der Ericsson'schen Maschine befolgten.

Beschreibung der Laubereau'schen Maschine.

Dieselbe besteht zunächst aus einem allseitig verschlossenen hohlen eisernen Cylinder a b c d (Fig. 34 u. 35), der mit einem etwas weitern Cylinder e f g h umgeben ist. Der Raum zwischen beiden wird mit kaltem Wasser ausgefüllt, um die Luft im Innern des Cylinders a b c d abzukühlen. In dem untern Raume des letztern ist eine Glocke von Gußeisen angebracht, deren Wände cannelirt sind, damit dieselbe der heißen Luft eine größere Oberfläche darbiete. Die Wände dieser Glocke sowohl, wie die der vorhin erwähnten Cylinder sind in unsern Figuren schwarz gezeichnet. — In Fig. 35 wird die Glocke durch Gas erwärmt, welches durch die Röhre o zuströmt und durch den Brenner l nach oben steigt. Damit das Gas stets die zu einer lebhaften Verbrennung nothwendige Luft erhalte, ist l mit einer Röhre m n umgeben, durch welche ein continuirlicher Luftstrom aufsteigt. — In Fig. 34 werden auf den Heerd A durch die gußeiserne Thüre p Steinkohlen gelegt; deren Verbrennungsgase durch Oeffnungen m entweichen und so die Glocke i k erhitzen. Diese Gase vereinigen sich im Raume q und werden durch die Esse s s in die Luft abgeführt.

Der innere Raum des Cylinders a b c d wird nun zum Theil durch den Vertheilungskolben V ausgefüllt, dessen

äußere Hülle aus Gußstahl besteht und der aus zwei Theilen zusammengesetzt ist. Das Innere beider Theile, sowie vorzüglich der Zwischenraum, der sie trennt und der in unserer Figur weiß geblieben ist, wird mit sehr schlechten Wärmeleitern, Abfällen von Baumwolle, Gyps rc. angefüllt. Der Querarm innerhalb des Vertheilungskolbens ist mit einer Stange t versehen, welche oben luftdicht durch eine Stopfbüchse geht, die sich auf dem Deckel des Cylinders a b c d befindet. Die Fortsetzung des Vertheilungskolbens nach unten bildet ein dünner Blechcylinder wie bei der Ericsson'schen Maschine, der, wenn der Kolben seine unterste Stellung eingenommen, die Glocke k i umschließt und die strahlende Wärme derselben äußerst leicht aufnimmt.

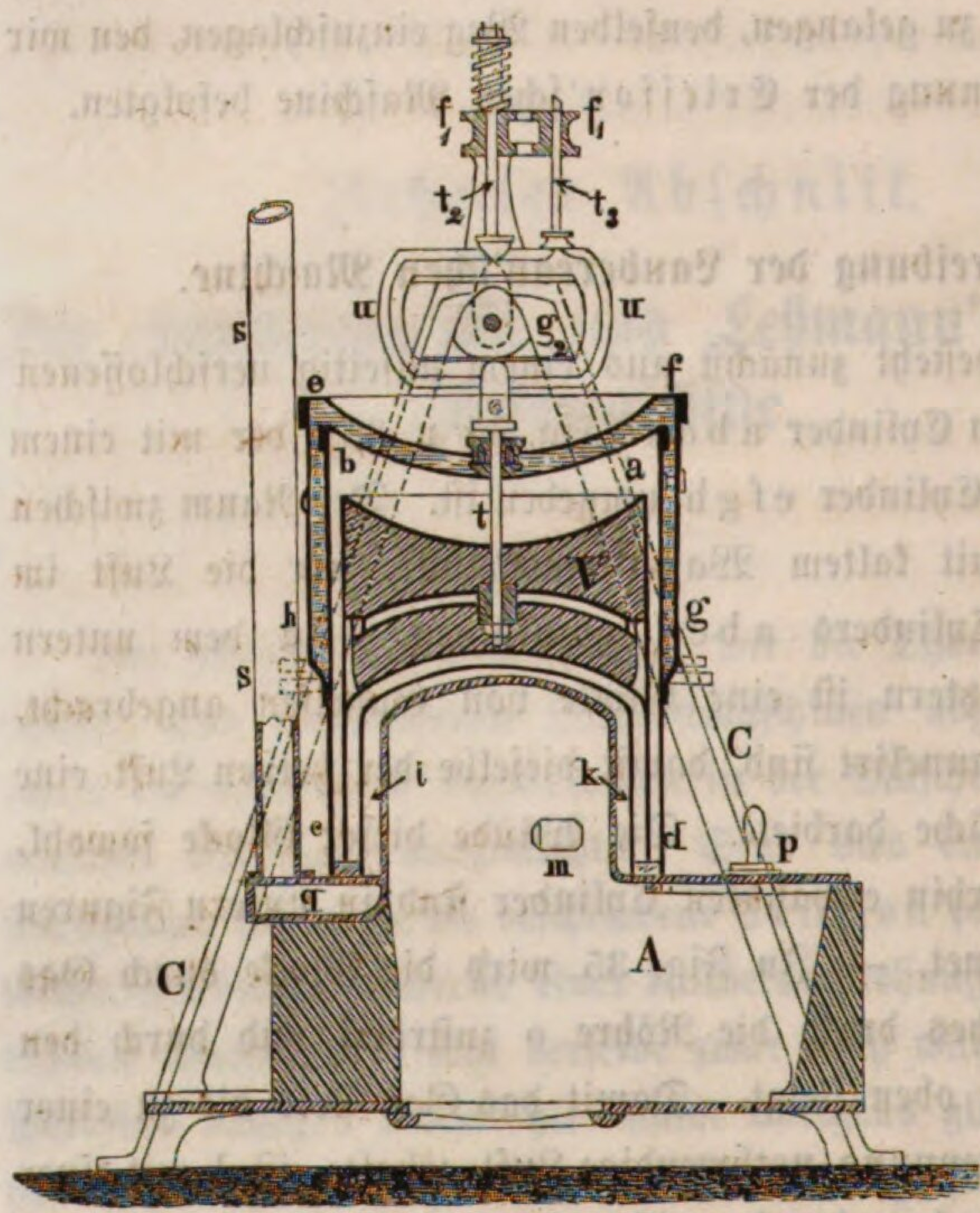


Fig. 34.

Der Vertheilungskolben hat nun folgenden Zweck. Denken wir uns, im Innern des Cylinders a b c d sei eine gewisse Luftmasse abgeschlossen, so wird sich der bei weitem größte Theil derselben offenbar über dem Vertheilungskolben befinden, da

hier ja der größte Raum frei geblieben ist. Weil nun aber der obere Theil des Cylinders abcd mit kaltem Wasser umgeben ist, so muß die Luft in demselben die Temperatur dieses Wassers besitzen. Geht nun der Kolben V in die Höhe, wird also der Raum über demselben immer kleiner und der darunter befindliche stets größer, so muß sich die Luft offenbar aus dem oberen Raume des Cylinders in den untern begeben; hier kommt sie nun mit der heißen Blechwand des Kolbens und mit der stark erhitzten Glocke ik zusammen, wodurch sie sich sofort erwärmt und eine größere Spannung erhält. Wird dagegen der Kolben wieder hinuntergedrückt, so muß die erwärmte Luft unter demselben in den obern,

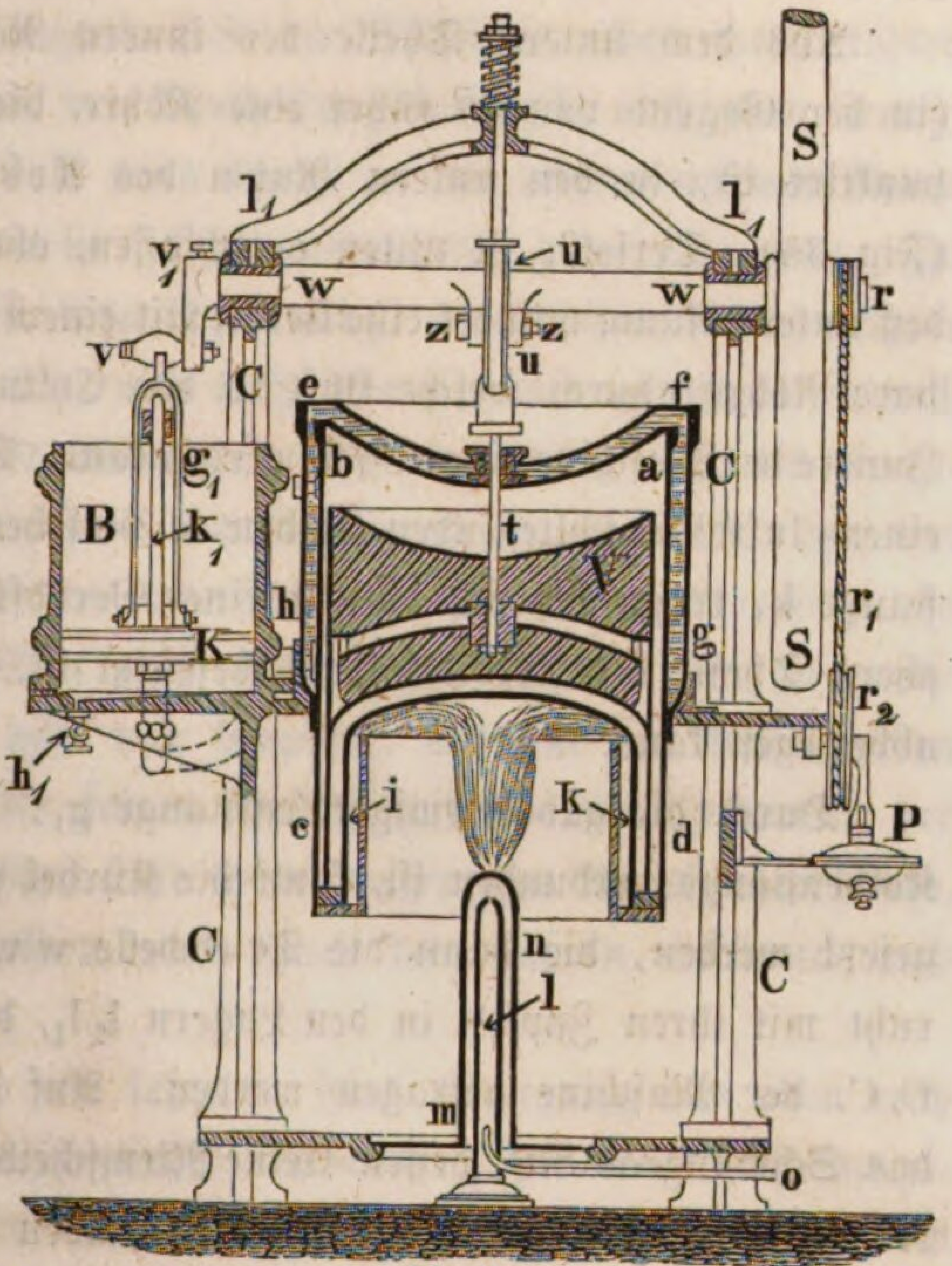


Fig. 35.

kalten Raum des Cylinders steigen und ihre Wärme wieder an das kältere Wasser abgeben. Die Spannung der Luft sinkt auf diese Weise wieder auf ihren anfänglichen Werth herab. — Es geht hieraus hervor, daß man das Wasser, welches den obern Raum der Cylinders umgiebt, stets zu erneuern hat. Dies erreicht man durch eine kleine Pumpe P, die in unserer Figur 35 nur angedeutet ist.

Nachdem wir nun erkannt haben, wie die Luft im Innern der Maschine abwechselnd erwärmt und erkaltet wird, wie ihr also bald eine höhere, bald eine niedrigere Expansivkraft ertheilt werden kann, wollen wir untersuchen, auf welche Weise die erhöhte Kraft der erwärmten Luft in mechanische Arbeit umgesetzt wird.

Aus dem untern Theile des innern Raumes von a b c d (in der Gegend von h) führt eine Röhre, die in unserer Figur punktirt ist, in den untern Raum des Arbeitscylinders B (Fig. 35). Derselbe ist unten verschlossen, oben aber offen. In den untern Raum mündet eine kleine, mit einem Hahn h_1 verschließbare Röhre, durch welche Luft in den Cylinder, sowie in das Innere der Maschine eingelassen werden kann. Der Cylinder ist mit einem luftdicht schließenden Kolben K versehen, der die Kolbenstange k_1 trägt, die sich oben in einer Geradführung, welche am obern Theile des Arbeitskolbens befestigt ist, senkrecht auf- und abbewegen kann.

Durch die gabelförmige Lenkstange g_1, die unten mit der Kolbenstange verbunden ist, kann die Kurbel $v\,v_1$ in Umdrehung gesetzt werden, die dann die Triebwelle w w bewegt. Letztere ruht mit ihren Zapfen in den Lagern $l_1\,l_1$, die von dem Gestell C, C, der Maschine getragen werden. Auf der Triebwelle sitzt das Schwungrad S S, dessen kleine Riemscheibe r vermittelst des Riemens r_1 und der Rolle r_2 den Kolben der Pumpe P in Bewegung setzt.

Die Triebwelle w w ist in der Mitte getheilt und mit zwei kleinen Krummzapfen z z versehen, die durch ein Bogendreieck g_2 verbunden sind; letzteres ist nur in Fig. 34 sichtbar. Dieses Dreieck bewegt nun den viereckigen Rahmen u u, der unten mit der Stange t des Vertheilungskolbens in fester Verbindung steht. Oben sind noch die beiden Stangen t_2 und t_3 angebracht, welche zwischen den Geradführungen $f_1\,f_1$ senkrecht auf- und

abgehen. — Das Dreieck g_2 vertritt also bei dieser Maschine die Stelle des Excentricums einer Dampfmaschine.

Soll nun die Maschine in Gang gesetzt werden, so wird entweder das Gas angezündet, oder es werden durch den Deckel p einige glühende Kohlen in den Heerd gebracht. Nach wenigen Minuten, wenn die Glocke ik genugsam erwärmt ist, dreht man durch das Schwungrad SS die Maschine über ihren todten Punkt, wobei dann der Vertheilungskolben V nach oben bewegt wird. Die kalte Luft wird schnell in den untern warmen Raum hineingedrängt, wo sie sich um circa 300° erwärmen mag. In Folge dessen wird ihre Spannung, die vorhin 1 Atmosphäre betrug, auf circa 1½ und mehr Atmosphären gesteigert, je nach der Anordnung der Maschine. Vermöge dieser erhöhten Spannung wird der Kolben K im Arbeitscylinder gehoben. Hat der Vertheilungskolben das oberste Ende seines Weges erreicht, so hat der Arbeitskolben noch einen Theil seiner Bahn zu durchlaufen. Ersterer geht nun hinunter, während der Arbeitskolben die obersten Punkte seines Hubes passirt; die Spannung der Luft in der Maschine sinkt sofort unter eine Atmosphäre herab, und der Arbeitskolben wird durch den äußern Luftdruck nach unten gedrückt.

In der Zeit, wo letzterer seine Bewegung von oben nach unten in die entgegengesetzte verwandelt, hat der Vertheilungskolben einen Theil seines Weges nach oben durchlaufen; ein Theil der kalten Luft in der Maschine ist wieder erwärmt worden, die ganze Luftmasse hat dadurch eine höhere Spannung erhalten und in Folge dessen wird der Arbeitskolben wieder nach oben gedrückt. U. s. f.

Während die Bewegung des Arbeitskolbens eine ziemlich gleichförmige ist, muß die des Vertheilungskolbens mehr ungleichförmig sein. In dem obern und untern Punkte seiner Bahn muß er längere Zeit verweilen, während er die Bewegung von

unten nach oben, und umgekehrt, rasch zu vollziehen hat. Ja, es läßt sich sogar denken, daß der Vertheilungskolben seinen ganzen Hub vollendet, während der Arbeitskolben aus einer Bewegungsrichtung in die andere übergeht. Die Art der Bewegung des erstern Kolbens wird natürlich von der Anordnung und Gestalt des Bogendreiecks g_2 und des Rahmens u u abhängig sein.*)

Nach den Berichten sollen diese Maschinen von Laubereau nicht weniger als 500 Umdrehungen in einer Minute machen können; gerade so oft muß sich also die Luft in denselben abgekühlen und wieder erwärmen lassen; vom praktischen Standpunkte aus betrachtet, scheint das kaum möglich zu sein. — Sind die Angaben aber wahr, so erkennt man, wie außerordentlich schnell die Luft Wärme aufnimmt und wieder abgiebt, wenn sie genöthigt wird, an warmen oder kalten Blechwänden dicht vorbei zu strömen.

Theorie der Laubereau'schen Maschine.

Wir wollen nunmehr zuerst die in der Maschine auftretenden Spannungsverhältnisse untersuchen. Dabei können wir denn in ähnlicher Weise verfahren, wie dies bei der Ericsson'schen Maschine geschehen ist. Den Untersuchungen mögen folgende Bezeichnungen zu Grunde gelegt werden:

Zunächst werde angenommen, der Cylinder e f g h (Fig. 35) sowie der Vertheilungskolben V sei oben und unten durch eine ebene Fläche geschlossen. Es sei nun:

F □Meter der Querschnitt des Vertheilungskolbens oder die Fläche des Cylinders a b c d im Lichten.

H Meter möge die Hubhöhe des Vertheilungskolbens sein.

*) Aus den Journalen haben wir die Art der Wirkung der beschriebenen Maschine nicht deutlich ersehen können. Vorstehende Auseinandersetzungen sind deßhalb als die Resultate unseres eignen Nachdenkens zu betrachten.

H_1 Meter bezeichne diejenige Wegstrecke, die der Vertheilungskolben zu durchlaufen hat, wenn der Arbeitskolben aus einer Bewegungsrichtung in die andere übergehen soll.

h Meter sei die ganze Hubhöhe des Arbeitskolbens und

h_1 Meter diejenige, die derselbe durchläuft, wenn der Vertheilungskolben den Weg $H - H_1$ zurücklegt.

G bezeichne das in der Maschine eingeschlossene Luftgewicht was bei allen Kolbenstellungen dasselbe bleibt.

T sei die absolute Temperatur der kalten Luft in der Maschine; t also diejenige nach Celsius gemessen.

T_1 möge die höchste absolute Temperatur sein, die die Luft bei ihrer Erwärmung erhält.

p repräsentire den Druck der eingeschlossenen kalten Luft im Vertheilungscylinder $a\,b\,c\,d$, wenn der Arbeitskolben unten steht;

p_1 sei der höchste und

p_2 der niedrigste Druck, der während einer Umdrehung vorkommt. Endlich sei noch

b Meter die Höhe des schädlichen Raumes, wenn letzterer nicht ringförmig, sondern als hohler Cylinder gedacht wird.

Steht der Vertheilungskolben unten, so ist über ihm das Luftvolumen

$$FH$$

von der Temperatur T und der Spannung p eingeschlossen. Dasselbe wiegt nach Früherem:

$$\frac{F\,H\,p}{R\,T} \text{ Kilogramm.}$$

Unter dem Kolben befindet sich das Luftvolumen

$$Fb$$

von der Spannung p und der Temperatur T_1; dessen Gewicht beträgt:

$$\frac{F\,b\,p}{R\,T_1} \text{ Kilogramm.}$$

Es ist somit das ganze eingeschlossene Luftgewicht:

$$G = \frac{F H p}{R T} + \frac{F b p}{R T_1} = \left(\frac{H}{T} + \frac{b}{T_1}\right) \frac{F p}{R} \cdots\cdots (1).$$

Der Vertheilungskolben habe den Weg $H - H_1$ durchlaufen, wenn die Spannung in der ganzen Maschine auf p_1 gestiegen ist.

Ueber dem Kolben befindet sich jetzt das Luftgewicht:

$$\frac{F H_1 p_1}{R T},$$

unter demselben das:

$$\frac{F(H - H_1) p_1}{R T_1} + \frac{F b p_1}{R T_1};$$

daher ist bei diesen Kolbenstellungen das ganze eingeschlossene Luftgewicht:

$$G = \frac{F H_1 p_1}{R T} + \frac{(H - H_1 + b) F p_1}{R T_1} \cdots\cdots$$

$$= \left[\frac{H_1}{T} + \frac{H - H_1 + b}{T_1}\right] \frac{F p_1}{R} \cdots\cdots (2).$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{H T_1 + b T}{H_1 T_1 + (H - H_1 + b) T} \cdots\cdots (3).$$

Setzt man $H - H_1 = H$, also $H_1 = 0$, nimmt man also an, der Arbeitskolben werde erst dann gehoben, wenn der Vertheilungskolben oben angekommen ist, so hat man:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{H T_1 + b T}{(H + b) T}.$$

Dies ist natürlich der größte Werth, den p_1 erhalten kann.

Da sich auch schreiben läßt:

$$p_1 = \frac{H T_1 + b T}{(H + b) T} \cdot p \cdots\cdots (4),$$

so sieht man, daß p_1 wesentlich von der Anfangspressung p abhängig ist.

Setzt man $b = 0$, so entsteht:

$$p_1 = \frac{T_1}{T} p \cdots\cdots (5).$$

Es steht also die Pressung p_1 in directem Verhältniß zur Temperatur T_1 und zur Anfangspressung p, und in indirectem zur Temperatur T.

Nachdem nun der Vertheilungskolben die Höhe H_1 durchläuft, möge der Arbeitskolben den Weg h_1, und zwar bei constanter Spannung p_1, zurücklegen. Das in der Maschine eingeschlossene Luftgewicht beträgt jetzt:

$$G = \frac{F H_1 p_1}{R T_1} + \frac{F b p_1}{R T_1} + \frac{f h_1 p_1}{R T_1} \cdots\cdots (6).$$

Aus (6) und (2) folgt:

$$f h_1 = \frac{F H_1 (T_1 - T)}{T}$$

und $$h_1 = \frac{F}{f} \cdot \frac{H_1}{T} (T_1 - T) \cdots\cdots (7).$$

Setzt man wieder $H_1 = 0$, so wird auch $h_1 = 0$; d. h. der Arbeitskolben legt gar keinen Weg bei constantem Drucke zurück, vielmehr erfolgt die Hebung nur durch die Ausdehnung der Luft.

Nimmt man ferner $f = F$ und setzt man $T_1 = 2 \cdot 273$ und $T = 273$, d. h. erwärmt man die Luft von 0 auf 273°, so wird — wie dies auch selbstverständlich ist —

$$h_1 = H_1.$$

Ermitteln wir nun die Höhe h, die der Arbeitskolben zu durchlaufen hat, damit die Spannung in der Maschine wieder auf den Anfangsdruck p heruntergehe.

Hat der Arbeitskolben die Höhe h durchlaufen, so beträgt das in der Maschine eingeschlossene Luftvolumen:

$$FH + Fb + fh.$$

Dasselbe wiegt bei der Spannung p und der Temperatur T:

$$G = \frac{FHp}{RT_1} + \frac{Fbp}{RT_1} + \frac{fhp}{RT_1}$$

$$= \left(\frac{H}{T_1} + \frac{b}{T_1}\right)\frac{p}{R} + \frac{fhp}{RT_1}.$$

Wird dieser Ausdruck dem unter (1) gleichgesetzt, so erhält man:

$$\frac{FH + Fb + fh}{RT_1} = \frac{FH}{RT} + \frac{Fb}{RT_1}$$

und nach gehöriger Reduction:

$$h = \frac{F}{f} \cdot \frac{H}{T}(T_1 - T) \cdots\cdots (8).$$

Aus (7) und (8) folgt nun:

$$h_1 : h = H_1 : H.$$

Indem nun der Arbeitskolben den obersten Punkt seiner Bahn durchläuft, legt der Vertheilungskolben den Weg $H - H_1$ zurück; dabei sinkt die Spannung der Luft von p auf p_2 Atmosphären.

Das eingeschlossene Luftgewicht beträgt jetzt:

$$G = \frac{fhp_2}{RT_1} + \frac{FH_1p_2}{RT_1} + \frac{Fbp_2}{RT_1} + \frac{F(H - H_1)p_2}{RT}.$$

Durch Gleichsetzen dieses Werthes mit dem unter (1) entsteht:

$$(2H - H_1)p_2T_1 + (H_1 + b - H)p_2T = (HT_1 + bT)p$$

$$\frac{p_2}{p} = \frac{HT_1 + bT}{(2H - H_1)T_1 - (H - H_1 - b)T} \cdots\cdots (9).$$

Setzt man $H - H_1 = H$, also $H_1 = 0$, so ist:

$$\frac{p_2}{p} = \frac{HT_1 + bT}{2HT_1 - (H - b)T} \cdots\cdots (10).$$

Zahlenbeispiel. Es sei $F = 1$ □ Meter, $f = \frac{1}{2}$ □ Meter, $H = 0{,}2$ Meter, $H_1 = 0{,}1$ Meter; der Vertheilungskolben habe also die Hälfte seiner Bahn durchlaufen, wenn der Arbeitskolben seine Bewegung in dem einen oder andern Sinne beginnt; b sei $= 0{,}02$ Meter; die Temperatur t der kalten Luft betrage $0°$C., T sei also $= 273$, und die erwärmte Luft besitze eine Temperatur von $t_1 = 273°$C.; es sei also $T_1 = 2 \cdot 273$; welches sind die Spannungsverhältnisse in der Maschine und wie groß ist h_1 und h?

Nach (3) hat man:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{0{,}2 \cdot 2 \cdot 273 + 0{,}02 \cdot 273}{0{,}1 \cdot 2 \cdot 273 + (0{,}2 - 0{,}1 + 0{,}02)\,273}$$

$$= \frac{0{,}4 + 0{,}02}{0{,}2 + 0{,}12} = \frac{0{,}42}{0{,}32} = 1{,}313 \text{ Atmosphären.}$$

Wäre $H_1 = 0$, durchliefe also der Vertheilungskolben seinen ganzen Weg, während der Arbeitskolben das untere Ende seiner Bahn passirte, so würde man nach (4) erhalten:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{0{,}2 \cdot 2 \cdot 273 + 0{,}02 \cdot 273}{0{,}2 \cdot 273 + 0{,}02 \cdot 273} = \frac{0{,}42}{0{,}22} = 1{,}909 \text{ Atmosphären.}$$

Dies ist offenbar die höchste Spannung, die bei der Temperatur von 273° erreicht werden kann, wenn in der Maschine nur atmosphärische Luft eingeschlossen ist.

Ist der schädliche Raum = 0, so erhält man allerdings:

$$p_1 = 2 \text{ Atmosphären.}$$

Die Miminalspannung p_2 beträgt nach (9):

$$\frac{p_2}{p} = \frac{0{,}2 \cdot 2 \cdot 273 + 0{,}02 \cdot 273}{(0{,}4 - 0{,}1)\,2 \cdot 273 - (0{,}2 - 0{,}1 - 0{,}02) \cdot 273}$$

$$= \frac{0{,}42}{0{,}52} = 0{,}808 \text{ Atmosphären.}$$

Wird dagegen auch hier $H_1 = 0$, d. h. vollendet der Vertheilungskolben seinen ganzen Hub, während der Arbeitskolben am obern Ende seines Weges verweilt, so entsteht nach (10):

$$\frac{p_2}{p} = \frac{0{,}2 \cdot 2 \cdot 273 + 0{,}02 \cdot 273}{2 \cdot 0{,}2 \cdot 2 \cdot 273 - (0{,}2 - 0{,}02)\,273}$$

$$= \frac{0{,}42}{0{,}62} = 0{,}677 \text{ Atmosphären.}$$

Aus diesem Beispiele ersieht man recht deutlich, daß man bei der Construction der Maschine besonders darauf zu sehen hat, daß die Bewegung des Vertheilungskolbens eine absetzende werde, daß er also seinen ganzen Weg in der einen oder andern Richtung durchlaufe, während der Arbeitskolben die todten Punkte seiner Bahn passirt, und daß er ferner an den Endpunkten seines Weges so lange zu verweilen habe, bis der Arbeitskolben seinen

ganzen Hub vollendet hat. Endlich ist darauf zu achten, daß der schädliche Raum möglichst klein werde.

Man ersieht aber ferner aus dem Vorgetragenen, daß nur derjenige Theil der eingeschlossenen Luft die äußere Arbeit verrichtet, also den Arbeitskolben bewegt, um welchen das Luftvolumen bei seiner Erwärmung größer wird, das ganze, im Vertheilungscylinder enthaltene Luftvolumen nimmt an der äußern Arbeitsverrichtung nicht Theil. Da es aber dennoch erwärmt, da also seine innere Arbeit vermehrt wird, so geht diejenige Wärme, die zur Vermehrung dieser innern Arbeit nothwendig ist, verloren. Die Maschine arbeitet also weniger vortheilhaft als diejenigen Heißluftmaschinen, welche im vorigen Abschnitte betrachtet wurden.

Es erübrigt uns nun noch, aus den obigen Formeln die ganze Hubhöhe h des Arbeitskolbens sowie denjenigen Theil derselben, den der Kolben bei constantem Drucke zurücklegt, zu ermitteln, um daraus die Leistung der Maschine berechnen zu können.

Nach Gl. (7) hat man:

$$h_1 = \frac{1}{\frac{1}{2}} \cdot \frac{0,1}{273}(2 \cdot 273 - 273) = 0,2 \text{ Meter.}$$

Die ganze Hubhöhe h beträgt nach (8):

$$h = \frac{1}{\frac{1}{2}} \cdot \frac{0,2}{273}(2 \cdot 273 - 273) = 0,4 \text{ Meter.}$$

Man hat also, wie Seite 216 schon erwähnt:

$$h_1 : h = H_1 : H.$$

Leistung der Maschine.

Um die Leistung der Maschine zu berechnen, werden wir, der geringen Spannungsdifferenzen wegen, die in derselben auftreten, auf folgende Weise verfahren können:

Die Leistung (L_1) bei constantem Drucke beträgt, wenn p den äußern Luftdruck bezeichnet:

$$L_1 = f(p_1 - p)\,h_1.$$

Nehmen wir an, der mittlere Druck während der Expansion sei $\frac{p_1 - p}{2}$, was gewiß wenig von der Wahrheit abweicht, so ergiebt sich für die Leistung (L_2) während der Expansion:

$$L_2 = f\,(h - h_1)\frac{p_1 - p}{2}.$$

Daher die ganze Leistung beim Aufgange des Kolbens:

$$f\,h_1\,(p - p) + f(h - h_1)\frac{p_1 - p}{2} = f(h + h_1)\frac{p_1 - p}{2} \cdots\cdots (1).$$

Geht der Arbeitskolben herunter, so durchläuft er bei constantem Drucke $p - p_2$ die Höhe h_1; die Leistung des äußern Luftdruckes beträgt demnach:

$$L_3 = f\,h_1\,(p - p_2).$$

Von da an verringert sich der Luftdruck allmälig bis auf 0.

Wir können demnach für die Leistung beim Durchlaufen durch die Höhe $h - h_1$ setzen:

$$L_4 = f(h - h_1)\frac{p - p_2}{2}.$$

Demnach beträgt die Leistung während des Kolbenniederganges von Seiten der atmosphärischen Luft:

$$f\,h_1\,(p - p_2) + f\,(h - h_1)\frac{p - p_2}{2}$$

$$f(h + h_1)\frac{p - p_2}{2} \cdots\cdots (2).$$

Die ganze Leistung der Maschine pro Umdrehung ist also:

$$L = f\,(h + h_1)\frac{p_1 - p}{2} + f\,(h + h_1)\frac{p - p_2}{2}$$

$$= f\,(h + h_1)\left[\frac{p_1 - p}{2} + \frac{p - p_2}{2}\right]$$

$$= f(h + h_1)\frac{p_1 - p_2}{2}.$$

Macht die Maschine noch pro Minute n Touren und bezeichnet w den Wirkungsgrad derselben, so beträgt die secundliche Leistung derselben:

$$L_s = 10334 \cdot \frac{n}{60} w f (h + h_1) \frac{p_1 - p_2}{2} \text{ Kilogrammmeter,}$$

und die Leistung in Pferdekräften:

$$N = \frac{10334}{60 \cdot 75} n w f (h + h_1) \frac{p_1 - p_2}{2}$$

$$= 2{,}296\, n w f (h + h_1) \frac{p_1 - p_2}{2} \cdots\cdots (LXVIII).$$

Legt man das obige Zahlenbeispiel zu Grunde und nimmt man an, daß die Maschine pro Minute 45 Touren bei dem Wirkungsgrade 0,50 mache, so erhält man:

$$N = 2{,}296 \cdot 45 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}5 (0{,}4 + 0{,}2) \frac{1{,}313 - 0{,}808}{2} = 4 \text{ Pferdekft.}$$

Tresca beobachtete an einer derartigen Maschine, die einen Cylinderdurchmesser von 0,5 Meter besaß, deren Cylinderquerschnitt also $\frac{3\,{}^1/_7 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}5}{4} = 0{,}196$ □Meter betrug, die ferner eine Hubhöhe von 0,4 Meter hatte und deren Ueberdruck beim Aufgange des Kolbens sich auf 0,25 Atmosphären belief, eine Leistung von 0,8 Pferdekräften. Für einen Querschnitt des Arbeitscylinders von 0,5 □Meter, wie er bei unserer Maschine vorausgesetzt wird, würde das für jenen geringern Ueberdruck eine Leistung von $\frac{0{,}5}{0{,}196} \cdot 0{,}8 = 2{,}04$ Pferdekräfte liefern. Berücksichtigt man nun, daß der Ueberdruck in unserer Maschine beim Aufgange des Kolbens 0,313 betrug und daß auch der Ueberdruck der äußern Luft größer war, als bei jener Maschine, so wird man annehmen dürfen, daß unsere aufgestellten Formeln über die Spannungsverhältnisse und über die Leistung der Maschine alles Vertrauen verdienen, vorausgesetzt, daß die Zahl der Touren bei der beobachteten Maschine nicht viel von der angenommenen Zahl (45) abwiche.

Die Leistung der Maschine ist indessen bedeutend größer, wenn p_1 und p_2 die oben berechneten Maximalwerthe erreichen, wenn also die Maschine so angeordnet wird, daß der Arbeitskolben durch die obern oder untern Punkte seiner Bahn geht, während der Vertheilungskolben die ganze Hubhöhe durchläuft.

Dimensionen der Maschine für eine gegebene Leistung.

Setzt man in der letzten Formel statt h und h_1 die Werthe aus (7) und (8), so erhält man eine neue Leistungsformel:

$$N = 2{,}296\, n\, w \frac{F}{T}(T_1 - T)(H + H_1)\frac{p_1 - p_2}{2} \ldots\ldots (LXIX),$$

woraus sofort erhellet, daß die Leistung nicht allein mit der Fläche F und der Höhe H des Vertheilungscylinders, sondern auch mit der Temperatur T_1 wächst.

Aus dieser Formel ergiebt sich nun auch leicht die Fläche F für eine Maschine, die eine gewisse Stärke besitzen soll. Man hat nämlich:

$$F = \frac{2\, T \cdot N}{2{,}296\, n\, w\, (T_1 - T)(H + H_1)(p_1 - p_2)} \ldots\ldots (LXX).$$

Hier werden natürlich n, w, T_1, T sowie H und H_1 als gegeben betrachtet. Die Werthe von p_1 und p_2 erhält man dann aus (3) und (9).

Für das Maximum der Leistung, wo $H_1 = 0$ ist, entsteht:

$$F = \frac{2\, T\, N}{2{,}296\, n\, w\, H\, (T_1 - T)(p_1 - p_2)} \ldots\ldots (LXXI).$$

Zahlenbeispiel. Wie groß muß F und f sein, wenn die wirkliche Leistung N der Maschine 2 Pferdekräfte betragen soll; wenn ferner $w = 0{,}30$, $n = 60$, $T_1 = 2 \cdot 273$, $T = 273$, $H = 0{,}05$ und $b = 0{,}01$ Meter gesetzt wird?

Verlangt man von der Maschine, daß sie das Maximum der Arbeit liefere, so hat man zunächst aus der Gl.:

$\frac{p_1}{p} = \frac{H T_1 + b T}{(H + b) T}$, wenn man die Zahlenwerthe einsetzt:

$$\frac{0{,}05 \times 2 \times 273 + 0{,}01 \times 273}{(0{,}05 + 0{,}01) \times 273} = 1{,}833 \text{ Atmosphären.}$$

Und nach Gl. (10):

$$\frac{p_2}{p} = \frac{H T_1 + b H}{2 H T_1 - (H - b) T} =$$

$$\frac{0{,}05 \times 2 \times 273 + 0{,}01 \times 273}{2 \times 0{,}05 \times 2 \times 273 - (0{,}05 - 0{,}01) \times 273} = 0{,}688 \text{ Atmosph.}$$

Daher

$$F = \frac{2 \times 273 \times 2}{2 \times 296 \times 60 \times 0{,}3 \times 0{,}05 \times 273 \times 1{,}145}$$

$$= \frac{4}{2{,}366} = 1{,}69 \ \square \text{ Meter.*)}$$

Das ganze Volumen der eingeschlossenen Luft im Vertheilungscylinder muß also sein:

$$1{,}69 \times 0{,}05 = 0{,}0845 \text{ Kubikmeter.}$$

Aus (8) erhält man für das Volumen des Arbeitscylinders:

$$f h = 0{,}0845 \frac{2 \times 273 - 273}{273} = 0{,}0845 \text{ Kubikmeter.}$$

Setzt man h = 0,05 Meter, so hat man für f: $\frac{0{,}0845}{1/2}$ = 0,169 □ Meter zu nehmen.

Die Lehmann'sche Heißluftmaschine.

Bei der Laubereau'schen Maschine treten uns sogleich zwei Uebelstände entgegen, nämlich die directe Einwirkung der heißen Luft auf den Arbeitskolben und die abwechselnde Erwärmung und Erkaltung eines Theiles der eingeschlossenen Luft, der zum Betriebe der Maschine nichts beitragen kann. Den erstern

*) Nimmt man dagegen statt der Hubhöhe von 0,05 m eine solche von 0,5 m, so erhält man für F = 0,169 □ Meter. Es beträgt demnach der Radius, den man dem Vertheilungskolben zu geben hat, nur 0,233 m.

Uebelstand theilt die Maschine mit der Belou'schen und Unger'schen, während Ericsson denselben auf eine höchst geniale Weise bei seiner Maschine vermieden hat. In der That zeichnet sich diese Erfindung besonders dadurch aus, daß bei derselben der Arbeitskolben stets kalt erhalten bleibt (die Temperatur desselben steigt höchstens auf 40 bis 50°), so daß er also sehr gut geschmiert werden kann, und dann, daß die Bewegung jenes Kolbens auf eine einfache aber höchst sinnreiche Weise auf das Schwungrad und von diesem auf den Vertheilungs- oder Speisekolben übertragen wird.

Die Uebelstände der Laubereau'schen Maschine hat nun neuerdings Lehmann beseitigt, indem er, obwohl die Idee jener Maschine zu Grunde legend, doch die besondern Vorzüge der Ericsson'schen Erfindung berücksichtigt hat. Auch bei seiner Heißluftmaschine wird ein eingeschlossenes Luftquantum abwechselnd erwärmt und erkaltet, aber es wirkt hier die heiße Luft nicht direct auf den Arbeitskolben, vielmehr wird letzterer durch den dahinter liegenden Speisekolben vor der leitenden und strahlenden Wärme geschützt, während doch die Expansivkraft der heißen Luft in demselben Cylinder zur Anwendung kommt, in welchem sie erwärmt und erkaltet wird. Aus diesem letztern Grunde braucht nicht ein Theil derselben bei jedem Spiele der Maschine unnöthig erwärmt und abgekühlt zu werden.

Die umstehende Skizze stellt einen Durchschnitt der Lehmann'schen Maschine dar, deren Beschreibung nebst einer Reihe von Versuchsresultaten vom Ingenieur W. Eckerth in der Vierteljahrsschrift des deutschen Ingenieur- und Architekten-Vereins — im 1. Jahrgang und zweiten Hefte — mitgetheilt worden ist.

ABCD (Fig. 36) ist ein liegender gußeiserner Cylinder, vorne offen und hinten verschlossen. S ist der Feuerraum mit dem Aschenfall T. Die heiße Luft umspült den Cylinder links

von außen und steigt dann durch das Rohr R, welches mit einer Drosselklappe zur Regulirung des Zuges versehen ist, ins Freie. Etwa $^2/_3$ des Cylinders sind mit einem weitern Cylinder LMNP umgeben; der dadurch entstehende ringförmige Raum wird beständig durch Wasser kalt gehalten, welches in den untern Theil des Raumes eintritt, um durch die Röhre Q wieder abgelassen zu werden, nachdem es zuvor der Luft ihre Wärme entzogen hat.

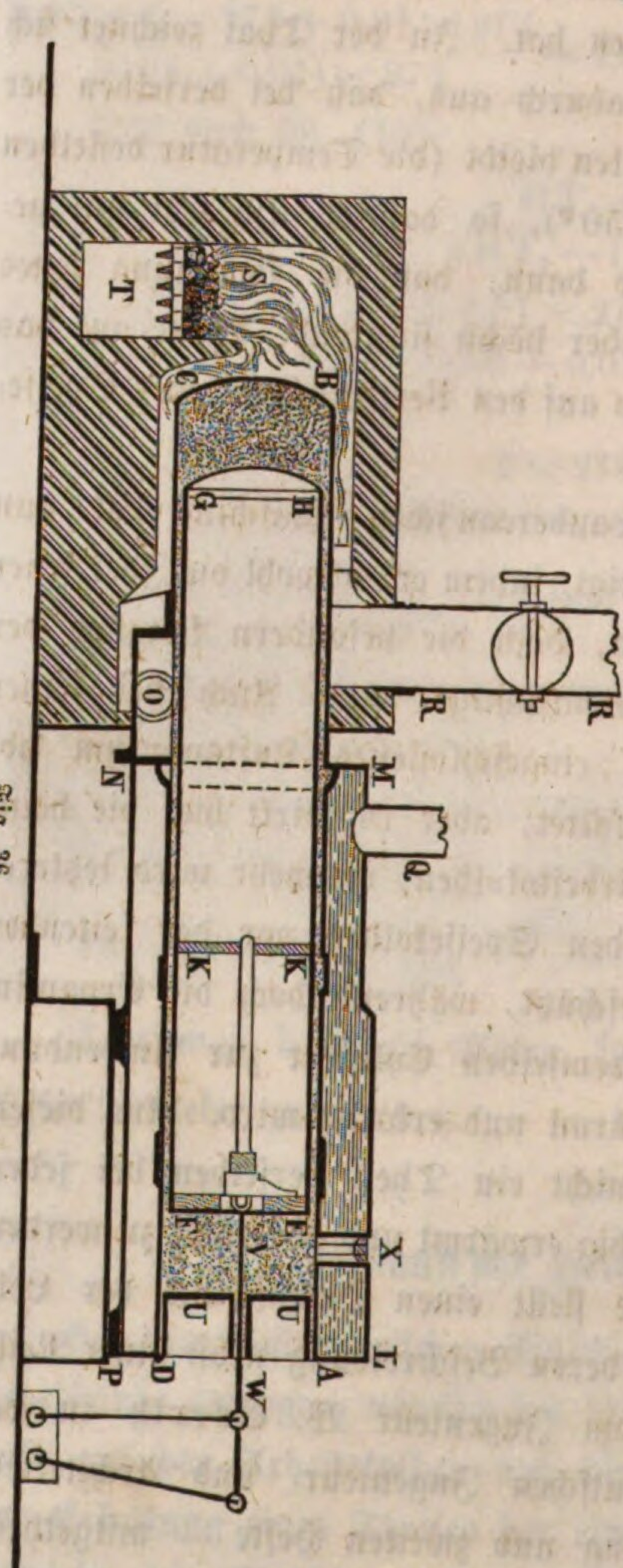


Fig. 36.

In dem Cylinder ABCD können sich zwei Kolben hin und her bewegen. Der eine UU ist der Arbeitskolben, der durch einen Lederstulp mit seiner Außenfläche luftdicht an die Wände des Cylinders anschließt. Der Stulp ist so angeordnet, daß er Luft von außen eindringen läßt, wenn der äußere Luftdruck größer ist, als der innere; dagegen lehnt er sich um so fester an jene Wände an, je größer der innere Druck im Verhältniß zum äußern wird. Der andere Kolben, Verdränger genannt, besteht hauptsächlich

aus einem überall luftdicht genieteten Blechcylinder E F G H, der im Innern durch den Kolben K K versteift, vorne aber durch den hölzernen Stempel E F verschlossen wird. Der Durchmesser dieses Cylinders ist nur wenig kleiner, als der des äußern A B C D, so daß zwischen beiden nur ein enger ringförmiger Raum bleibt.

Der Verdränger steht in Verbindung mit einer Kolbenstange V W, welche luftdicht durch den Arbeitskolben geht. Letzterer überträgt in ähnlicher Weise wie bei der Ericsson'schen Maschine, seine Bewegung auf die Schwungradwelle, auch erfolgt von hier aus die Umsetzung der Bewegung auf den Verdränger in ähnlicher Art.

Damit sich aber dieser vollkommen geradlinig bewege, sind an den Cylinder A B C D einzelne Führungsstreifen angenietet, über welche er bei seiner Bewegung hinweggleitet; außerdem liegt unter demselben eine Rolle O, die den Zweck hat, die gleitende Reibung zu vermindern.

Die Kurbeln und Verbindungsstangen, durch welche die Bewegung des Arbeitskolbens auf den Verdränger übertragen wird, sind so angeordnet, das diejenige Kurbel, welche die Bewegung des letztern vermittelt, derjenigen um 65° voreilt, welche der Arbeitskolben bewegt.

In der Gegend von H ist die Maschine mit einem Regulator versehen, der ein Ventil öffnet, wenn durch Entlastung oder durch zu starkes Feuern der normale Gang überschritten wird.

Die gegenseitige Bewegung der beiden Kolben, des Arbeitskolbens und des Verdrängers, wird durch das in Fig. 37 gezeichnete Kolbendiagramm veranschaulicht.

Die über dasselbe gezeichneten Kreise stellen die Umfänge dar, welche von den Mittelpunkten der Kurbelwarzen beschrieben werden. Jeden dieser Kreise haben wir in 12 gleiche Theile getheilt und diejenigen des kleineren auf der senkrechten Linie

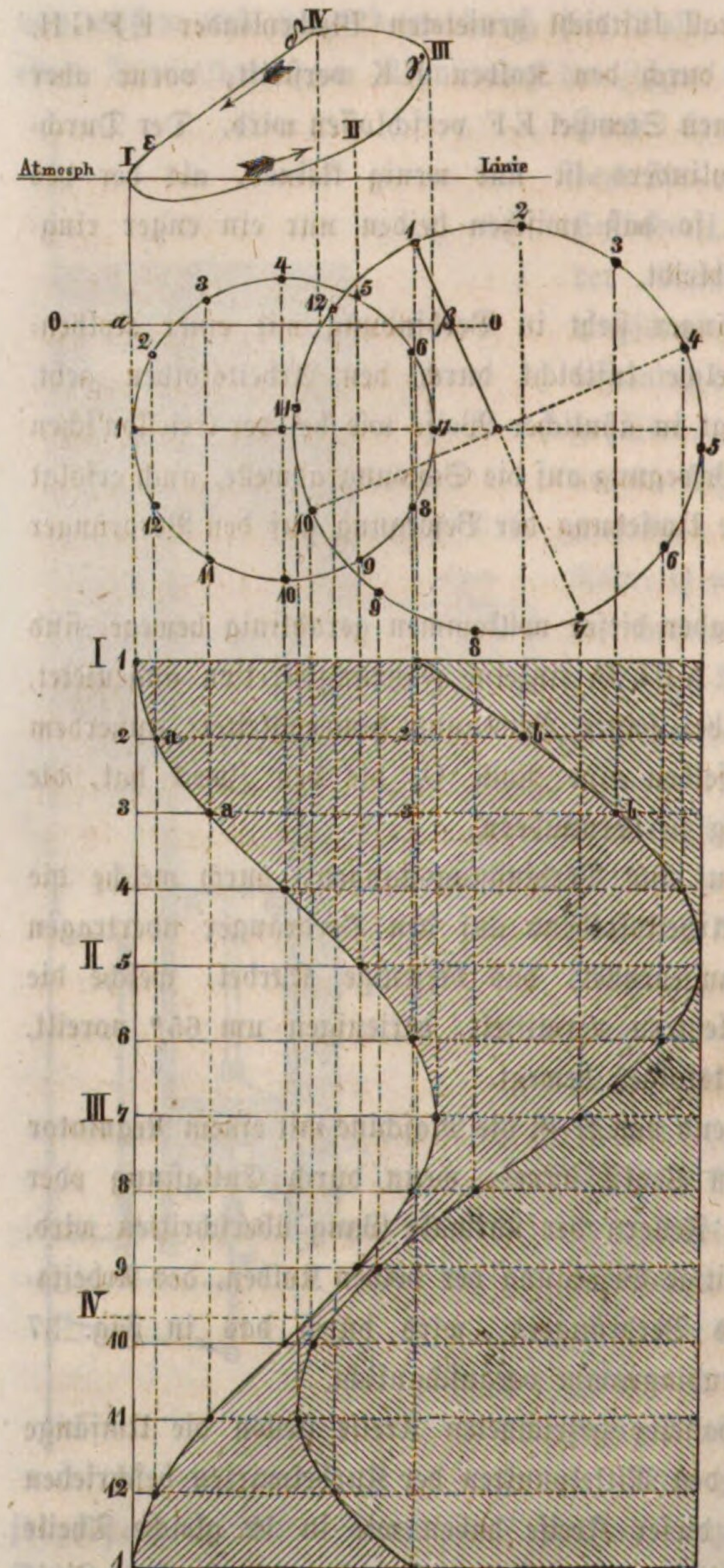


Fig. 37.

1, 2, 3, 4 .... des Diagramms abgewickelt. Die Linine 2 a bezeichnet also die Strecke, die der Arbeitskolben zurücklegt, wenn die Kurbelwarze den Bogen 1,2 (s. den kleinen Kreis) durchläuft. Gleichzeitig legt alsdann der Speisekolben den Weg 2 b zurück. Hat die Warze der Arbeitskurbel den Bogen 1,3 durchlaufen, so ist der Arbeitskolben um die Strecke 3 a, der Speisekolben um die 3 b zurückgegangen; u. s. f.

Wir ersehen nun aus dem Diagramm, daß, wenn der Ar-

beitskolben seine äußerste Stellung rechts besitzt (siehe Fig. 36) der Verdränger fast um die Hälfte seines Weges nach links gegangen ist. Diese Stellung der Kolben haben wir im Diagramm mit I bezeichnet. In derselben sind die Räume rechts und links vom Verdränger einander gleich; dagegen befindet sich in dem einen Raume kalte, im andern heiße Luft. Die zwischen Verdränger und Cylinder vorhandene dünne Luftschicht bildet zwischen beiden Räumen einen schlechten Wärmeleiter, durch welche die Fortpflanzung der Wärme von dem heißen in den kalten Raum verhindert wird. Diese Luft vertritt also hier die Stelle des Ringventils mit den Einschnitten bei der Ericsson'schen Maschine. Aus diesem Grunde müssen denn auch die in Rede stehenden Maschinen eine ungleich größere Länge besitzen, als die Ericsson'schen.

Nachdem die beiden Kolben die Stellung unter I (im Kolbendiagramm) eingenommen haben, geht nun der Verdränger etwas schneller nach links als der Arbeitskolben. Die heiße Luft muß demnach aus dem erwärmten Raume hinter dem Verdränger in den kalten vor demselben gelangen; ihre Spannung muß in Folge dessen abnehmen. Da aber auch der Arbeitskolben nach links geht, so wird auf diese Weise eine Compression der eingeschlossenen Luft herbeigeführt. Aber die Vermehrung der Spannung durch Compression ist anfänglich geringer als die Verminderung derselben durch die Erkaltung (?). Besaß deßhalb vorher das ganze eingeschlossene Luftvolumen die Spannung der Atmosphäre, so wird es nunmehr eine etwas geringere besitzen. Bei der Ericsson'schen Maschine ist es ebenso. Sobald der Speisekolben seine rückgängige Bewegung antritt, verdünnt sich die zwischen beiden Kolben eingeschlossene Luft; in Folge dessen strömt durch die Ventile des Arbeitskolbens kalte Luft ein. Herr Ingenieur Eckerth schreibt indessen dieses Heruntergehen der Spannung unter die der Atmosphäre den in der Maschine auftretenden Luftverlusten zu. Von 3 an (siehe das Diagramm)

bewegen sich Arbeitskolben und Verdränger fast mit gleicher Geschwindigkeit von rechts nach links; und da bei 3 nur noch wenig warme Luft hinter dem Verdränger enthalten war, so erreicht alsbald das ganze eingeschlossene Luftvolumen wieder den atmosphärischen Druck, wie dies die geschlossene Curve I, II, III, IV, welche über die Kurbelkreise gezeichnet ist, darstellt. Dieselbe ist dadurch erhalten worden, daß von der Linie $\alpha\beta$ aus die den Stellungen I, II, III, IV im Diagramm entsprechenden Spannungen aufgetragen worden sind. Von 4 an, von wo sich der Arbeitskolben weit schneller nach links bewegt, als der Speisekolben, und letzterer fast ganz das hintere Ende seines Hubes erreicht hat, steigt die Spannung der ganzen eingeschlossenen Luft über die der Atmosphäre herüber.

In II hat der Verdränger seine äußerste Stellung links, alle warme Luft ist hier in den kalten Raum eingetreten, und da der Arbeitskolben auch seinen Hub nach links beinahe vollendet hat, so ist in dieser Stellung die Spannung im Innern schon ziemlich höher als die der Atmosphäre. Das Maximum derselben ist indessen noch nicht erreicht. Auf dem Wege von II bis III muß sie aber schnell wachsen. Denn einmal geht jetzt der Verdränger schnell nach der entgegengesetzten Seite hin, kalte Luft wird also in den erwärmten Raum hineingeschoben, und außerdem besitzt der Arbeitskolben noch seine rückwärts gehende (d. h. seine vorige) Bewegung. In III wirddaher circa das Maximum des Druckes erreicht worden sein.

Zwischen III und IV bleibt jener ziemlich constant, weil sich beide Kolben fast mit gleicher Geschwindigkeit nach rechts bewegen, und weil deßhalb die Spannung durch Erwärmung kalter Luft einerseits ebenso sehr steigt, als sie andrerseits durch Vermehrung des ganzen Volumens abnimmt.

Von IV an geht der Arbeitskolben schneller nach rechts als

der Verdränger, die Spannung sinkt also allmälig, bis sie in 1 wieder die der Atmosphäre erreicht hat.

Berechnung der Spannungen in der Lehmann'schen Maschine.

Es bezeichne:

F den Querschnitt oder die Fläche des weitern Cylinders;

F_1 den des Verdrängers;

l die Länge desselben;

a sei die Entfernung beider Kolben in der Stellung unter I (siehe das Diagramm);

a_1 bezeichne den Abstand vom Boden des Verdrängers bis zu dem des Cylinders;

T sei die absolute Temperatur im kalten,

T_1 die im ringförmigen Raume zwischen Verdränger und Cylinder;

T_2 möge die absolute Temperatur der Luft in dem erwärmten Raume sein.

Für das eingeschlossene Luftgewicht (G) hat man, wenn p die Spannung bei der unter I verzeichneten Kolbenstellung bezeichnet:

$$G = \frac{F a p}{R T} + \frac{(F - F_1) l p}{R T_1} + \frac{F a_1 p}{R T_2}.$$

Wir setzen: $(F - F_1) l = \frac{1}{n} F a$ und erhalten dann:

$$G = \frac{F p}{R}\left(\frac{a}{T} + \frac{a}{n T_1} + \frac{a_1}{T_2}\right) \cdots\cdots (1).$$

Es sei ferner für die Kolbenstellung unter II (siehe das Diagramm) b die Entfernung beider Kolben, b_1 die zwischen Verdränger- und Cylinderboden, p_1 die Spannung der Luft bei dieser Stellung; alsdann hat man für G wie leicht erhellet:

$$G = \frac{F p_1}{R}\left(\frac{b}{T} + \frac{a}{n T_1} + \frac{b_1}{T_2}\right) \cdots\cdots (2).$$

Durch Gleichsetzen von (1) und (2) ergiebt sich:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{\frac{a}{T} + \frac{a}{nT_1} + \frac{a_1}{T_2}}{\frac{b}{T} + \frac{a}{nT_1} + \frac{b_1}{T_2}}.$$

Haben c und c_1 sowie p_2 für die Kolbenstellung unter III dieselbe Bedeutung wie b, b_1 und p_1 vorhin, so entsteht:

$$\frac{p_2}{p} = \frac{\frac{a}{T} + \frac{a}{nT_1} + \frac{a_1}{T_2}}{\frac{c}{T} + \frac{a}{nT_1} + \frac{c_1}{T_2}}.$$

Bezeichnet endlich p_3 die Spannung im Innern der Maschine, wenn die Kolben diemit IV bezeichnete Lage besitzen und haben dund d_1 eine ähnliche Bedeutung für diese, wie vorhin c und c_1 für die Kolbenstellung unter III, so ist:

$$\frac{p_3}{p} = \frac{\frac{a}{T} + \frac{a}{nT_1} + \frac{a_1}{T_2}}{\frac{d}{T} + \frac{a}{nT_1} + \frac{d_1}{T_2}}.$$

Die von Herrn Eckerth beschriebene Maschine war eine 1pferdekräftige und hatte folgende Abmessungen:

Durchmesser des Arbeitskolbens	$= 13^1/_4''$	(Wien.)	$= 0{,}349$ Meter
Hub desselben	$= 6^5/_8''$	„	$= 0{,}175$ „
Durchmesser des Verdrängers	$= 13''$	„	$= 0{,}342$ „
Hub desselben	$= 9^1/_4''$	„	$= 0{,}244$ „
Länge desselben	$= 58''$	„	$= 1{,}527$ „

Die Fläche des Arbeitskolbens beträgt . . $F = 0{,}0957$ □ M.

Ferner ist, wenn man die Dimensionen der Zeichnungen, welche Eckerth seiner Beschreibung der Lehmann'schen Maschine beigefügt hat, als möglichst genau annimmt:

$$a = 6{,}5''; \; a_1 = 6{,}375''; \; b = 7{,}5''; \; b_1 = 0{,}25'';$$
$$c = 3{,}5''; \; c_1 = 2{,}8''; \; d = 0{,}25''; \; d_1 = 8{,}25''.$$

Bei den Versuchen trat das Kühlwasser mit einer Tem=

peratur von 30 bis 60° in den Raum ein, welcher zur Abkühlung der Luft dient, und verließ denselben mit einer Temperatur von 40 bis 70°. Jedenfalls hatte also die abgekühlte Luft im Innern der Maschine eine etwas höhere Temperatur als die durchschnittliche $\frac{70+40}{2} = 55°$. Setzen wir dieselbe $= 60°$, so ist $T = 273 + 60 = 333°$. Nehmen wir ferner an, die mittlere Temperatur der Luft im ringförmigen Raume betrage 100°, und die im heißen Raume hinter dem Verdränger 300°, so ist $T_1 = 373$ und $T_2 = 573$.

Nach Eckerth ist n circa = 3 zu setzen; wir haben dafür den Werth 2,5 gewählt.

Hiernach hat man:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{\frac{6,5}{333} + \frac{6,5}{2,5 \cdot 373} + \frac{6,375}{573}}{\frac{7,5}{333} + \frac{6,5}{2,5 \cdot 373} + \frac{0,25}{573}} = \frac{0,03762}{0,02993} = 1,2502.$$

Ferner ist für die Spannung unter III:

$$\frac{p_2}{p} = \frac{\frac{6,5}{333} + \frac{6,5}{2,5 \cdot 373} + \frac{6,375}{573}}{\frac{3,5}{333} + \frac{6,5}{2,5 \cdot 373} + \frac{2,8}{573}} = \frac{0,03762}{0,02237} = 1,6816.$$

Für die unter IV hat man:

$$\frac{p_3}{p} = \frac{\frac{6,5}{333} + \frac{6,5}{2,5 \cdot 373} + \frac{6,375}{573}}{\frac{0,25}{333} + \frac{6,5}{2,5 \cdot 373} + \frac{8,25}{573}} = \frac{0,03762}{0,02212} = 1,7007.$$

Der Versuch mit dem Indicator ergab als Maximalspannung einen Ueberdruck von 10 Zollpfund, also einen wirklichen von 10 + 14,1 = 24,1 Zollpfund pro □ Zoll. Hiernach ist

$$\frac{p_3}{p} = \frac{24,1}{14,1} = 1,709,$$

ein Werth, der mit unserer Rechnung fast vollkommen überein-

stimmt. Die Spannungsverhältnisse sind hier also günstiger, als bei der Ericsson'schen, aber bedeutend günstiger als bei der Laubereau'schen Maschine, wie dies denn auch mit Rücksicht auf die Construction der Maschine zu erwarten war.

Leistung der Maschine.

Nach den von derselben abgenommenen Diagrammen ist die Spannung der Luft im Innern, während der Arbeitskolben den Weg von I bis circa 4 (siehe das Kolbendiagramm Fig. 37) durchläuft, ziemlich constant und etwas geringer als die der Atmosphäre. Von 4 bis III nimmt dieselbe ungefähr so zu, wie das Volumen abnimmt, die Zunahme erfolgt also nach der isothermischen Curve. Auf dem Wege III, IV bleibt der Druck wieder ziemlich constant, um dann von IV bis 1 fast genau nach dem Gesetze einer geraden Linie abzunehmen, d. h. die Abnahme des Druckes ist dem vom Arbeitskolben durchlaufenen Wege proportional.

Wir haben nun oben schon die Fläche des Kolbens mit F bezeichnet; ferner sei der Weg, den derselbe von III bis IV durchläuft, $= w$; alsdann verrichtet die Luft auf diesem Wege die Arbeit:

$$L_1 = F\, w\, p_3.$$

Von IV bis 1 beträgt der Druck $\frac{p_3 + p}{2}$ Kilogramm. Ist die Strecke, welche dabei der Arbeitskolben zurücklegt $= w_1$, so hat man für die geleistete mechanische Arbeit:

$$L_2 = F\, w_1 \frac{p_3 + p}{2}.$$

Die von der erwärmten Luft abgelieferte Arbeit ist also:

$$L_1 + L_2 = F\left(w\, p_3 + w_1 \frac{p_3 + p}{2}\right).$$

Ferner möge der Druck auf dem Wege I, $4 = p_0$ im Mittel und der Weg, den der Kolben auf dieser Strecke durchläuft

$= w_2$ sein; alsdann leistet, weil $p_0 < p$, d. h. kleiner als der atmosphärische Druck ist, letzterer noch die Arbeit:

$$L_3 = F\, w_2 (p - p_0),$$

so daß die ganze Leistung beträgt:

$$L_1 + L_2 + L_3 = F\left(w\, p_3 + w_1 \frac{p_3 + p}{2} + w_2 (p - p_0)\right).$$

Die auf die Compression von 4 bis III verwendete Arbeit ist:

$$L_4 = 2{,}3026 \cdot V_2\, p_2 \log \frac{p_2}{p},$$

wenn V_2 das kleinste Volumen und p_2 den größten Druck bezeichnet. Ersteres besitzt die Luft dann, wenn der Arbeitskolben das hintere Ende seines Hubes erreicht hat. — Statt V_2 können wir setzen $F \cdot x$ und erhalten dann:

$$L_4 = 2{,}3026\, F\, x\, p_2 \log \frac{p_2}{p};$$

somit ergiebt sich für die Nutzleistung pro Hub:

$$L_1 + L_2 + L_3 - L_4 = L$$

$$= F\left[w\, p_3 + w_1 \frac{p_3 + p}{2} + w_2 (p - p_0) - 2{,}3026 \cdot x\, p_2 \log \frac{p_2}{p}\right].$$

Werden n Hübe in 1 Minute gemacht, so beträgt die secundliche Leistung in Pferdestärken:

$$N = \frac{n}{60 \cdot 75} F\left(w\, p_3 + w_1 \frac{p_3 + p}{2}\right.$$

$$\left. + w_2 (p - p_0) - 2{,}3026\, x\, p_2 \log \frac{p_2}{p}\right].$$

Dabei sind p_3, p ꝛc. in Kilogrammen auszudrücken. Bezeichnen dagegen p_3, p ꝛc. Atmosphären, so hat man:

$$N = \frac{10334 \cdot n}{60 \cdot 75} F\left[w\, p_3 + w_1 \frac{p_3 + p}{2}\right.$$

$$\left. + w_2 (p - p_0) - 2{,}3026\, x\, p_2 \log \frac{p_2}{p}\right]$$

oder

$$N = 2{,}296\, F\, n \left[w\, p_3 + w_1 \frac{p_3 + p}{2}\right.$$

$$\left. + w_2 (p - p_0) - 2{,}3026\, x\, p_2 \log \frac{p_2}{p}\right] \quad \text{(LXXII)}.$$

Zahlenbeispiel. Bei der im Vorigen beschriebenen Maschine war $F = 0{,}0957$ Quadratmeter und n (die Zahl der Hübe pro Minute) im Durchschnitt $= 97$. Werden die Wege w, w_1 ꝛc., die der Arbeitskolben durchläuft, nach dem Diagramm Fig. 37 gemessen, so erhält man für $w : 0{,}06^m$, für $w_1 : 0{,}115$ und für w_2 ebenfalls circa $0{,}06^m$. Wie groß ist hiernach N, wenn wir für p_3 setzen : 1,71 und für $p_0 : 0{,}97$ Atmosphären?

Da das kleinste Volumen $V_2 = 0{,}02125$ Kubikmeter beträgt, so ist $x = 0{,}222^m$. Demnach hat man:

$$N = 2{,}296 \cdot 0{,}0957 \cdot 97 \left[0{,}06 \cdot 1{,}71 + 0{,}115 \frac{1{,}71 + 1}{2} + 0{,}06 \cdot 0{,}03 \right.$$

$$\left. - 2{,}3026 \cdot 0{,}222 \cdot 1{,}682 \log 1{,}682 \right],$$

$$N = 21{,}314 [0{,}1026 + 0{,}1558 + 0{,}0018 - 0{,}1941] =$$

$$21{,}314 \times 0{,}0661 = 1{,}4088 \text{ Pferdekräfte.}$$

Als Mittel aus verschiedenen Versuchen mit dem Bremsdynamometer erhielt man eine wirkliche Leistung von 73,8 Kilogramm-Meter $= \frac{73{,}8}{75} = 0{,}984$ Pferdekräfte, so daß demnach der Wirkungsgrad der Maschine im Durchschnitt $\frac{0{,}984}{1{,}4088} = 0{,}69$ betragen würde. Nach Eckerth, der die theoretische Leistung aus den Diagrammen berechnet, beläuft sich der Wirkungsgrad durchschnittlich auf 0,66. Beide Wirkungsgrade scheinen mir etwas zu groß zu sein. Bei einer $^1/_2$ pferdekräftigen calorischen Maschine von Ericsson belief sich der Wirkungsgrad nach den Untersuchungen des Verfassers (s. Dingler's „Polytechnisches Journal", Bd. CLXXIX) auf 0,40, womit auch Tresca's Untersuchungen fast vollständig übereinstimmen, und es dürfte schwer sein, daß der Wirkungsgrad der beschriebenen Maschine um 26 bis 29 Procent größer wäre. Die vorhin aufgestellte verwickelte Formel zur Berechnung der Leistungsfähigkeit einer Lehmann'schen

Maschine kann nach den Ermittelungen und Ansichten des Verfassers — so lange die Constructionsverhältnisse dieselben bleiben — durch folgende einfache ersetzt werden:

$$L_s = 0{,}163\, n\, (t_1 - t_2)\, G \text{ Meterkilogramm,}$$

in welcher L_s die Leistung pro Secunde, n die Zahl der Kurbelumdrehungen in 1 Minute, t_1 die höchste und t_2 die niedrigste Temperatur bezeichnet, welche die eingeschlossene Luft während eines Kreisprocesses erhält und in der G das eingeschlossene Luftgewicht repräsentirt. Letzteres kann nach Seite 229 (1) leicht berechnet werden, wenn man a und a_1 statt in Wiener Zollen in Metern ausdrückt; man erhält dann: G = 0,02784 Kilogramm. (Diese Formel stützt sich auf ähnliche Betrachtungen wie die Seite 156.)

Weiter berichtet Eckerth in der oben citirten Vierteljahresschrift, daß die Maschine 13,5 Kubikfuß Wasser oder dem Gewichte nach 426,4 Kilogramm Kühlwasser benutzte. Dasselbe wurde aus einem Reservoir vermittelst einer kleinen Pumpe, deren Bewegung die Maschine vermittelte, in den Kühlraum gedrückt, von wo es nach der Erwärmung wieder ins Reservoir zurückfloß In 2 Stunden zeigte dies Wasser eine Temperaturzunahme von $61 - 35 = 26^0$, also pro Stunde eine solche von 13^0. Die in das Kühlwasser übergegangene Wärme beläuft sich daher auf

$$426{,}4 \times 13 = 5543{,}2 \text{ Wärmeeinheiten pro Stunde.}$$

Die stündliche Leistung der Maschine betrug:

$$73{,}8 \cdot 60 \cdot 60 = 265680 \text{ Meterkilogramm}$$

entsprechend:

$$\frac{265680}{424} = 626{,}6 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Demnach mußten der Luft pro Stunde $5543{,}2 + 626{,}6 = 6170$ Wärmeeinheiten zugeführt werden.

Das Verhältniß der in Arbeit umgesetzten zu der in das Kühlwasser übergegangenen Wärme ist also:

$$\frac{6266}{55432} = 0{,}113.$$

Die Maschine verbrauchte pro Stunde 4,585 Kilogramm einer Kohle, deren Heizwerth auf 3500 Wärmeeinheiten geschätzt wurde. Es lieferten also die 4,585 Kilogramm Kohle pro Stunde

$$4{,}585 \cdot 3500 \text{ Calorien.}$$

Da hiervon nur 626,6 Calorien nutzbar verwendet wurden, so beträgt das Verhältniß der in mechanische Arbeit umgesetzten zu der in den aufgewendeten Kohlen zur Verfügung gestandenen Wärmemenge oder der thermische Effect der Maschine

$$\frac{626{,}6}{4{,}585 \cdot 3500} = 0{,}039 \text{ oder circa } 4\,\%.$$

Das Güteverhältniß der Feuerungsanlage beläuft sich auf:

$$\frac{6170}{4{,}585 \cdot 3500} = 0{,}38.$$

Die Differenz in den Temperaturen des Kühlwassers beim Eintritt und Austritt betrug, während die Maschine mit circa 1 Pferdekraft arbeitete, ziemlich constant 9° C.

Die in das Kühlwasser pro Stunde übergetragene Wärmemenge beträgt nach Obigem 5543,2 Calorien, folglich pro Minute 92,39 Wärmeeinheiten. Die pro Minute die Maschine passirende Wassermenge muß daher

$$\frac{92{,}39}{9} = 10{,}266 \text{ Kilogramm} = 10{,}266 \text{ Kubikdecimeter}$$

oder circa $^1/_3$ Kubikfuß nach dem gegenwärtig noch gebräuchlichen Längenmaße betragen haben.

Der Durchmesser der Pumpe, die das Kühlwasser aus dem Reservoir herbeischaffte, betrug 2″ (W.), ebenso der Hub derselben.

Die nachfolgende Tabelle, die wir ebenfalls jener Vierteljahresschrift entnehmen, zieht einen Vergleich zwischen den Ericsson'schen, Laubereau'schen und Lehmann'schen Heißluftmaschinen.

Maschinen System	Durchmesser des Arbeitskolbens	Nutzleistung pro Secunde	Wirkungsgrad	Brennmaterialverbrauch pro Pferdekraft und Stunde	Kühlwasserverbrauch pro Stunde und Pferdekraft
Ericsson .	0,414^m	1,77 Pfdk.	0,46	4,13 Kilogrm. Coaks mit einem Heizwerth v. 7000 —7500 W.=E.	
Laubereau	0,342^m	0,8 Pfdk.	0,40	4,5—5 Klgr. Coaks mit einem Heizwerth v. 7000 —7500 W.=E.	20—30 Kbkfß. W. bei einer Temperaturerhöhung von c. 17°.
Lehmann .	0,239^m	1 Pfdk.	0,66(?)	4,6 Kilogrm. Steinkohlen mit einem Heizwerth v. c. 3500 W.=E.	6$^3/_4$ Kbkfß. W. bei einer Temperaturerhöh. v. 26°.

Nach den Ansichten des Verfassers dürfte sich die hier beschriebene Maschine für das Kleingewerbe besonders eignen. Sie wird, aus den oben schon angeführten Gründen, ungleich dauerhafter sein, als die Laubereau'sche, und das unangenehme Schlagen, was bei der Ericsson'schen Maschine vorkommt, wird hier gänzlich vermieden sein. Außerdem beläuft sich der Verbrauch an Brennmaterial, wie die vorstehende Tabelle zeigt, nur auf stark die Hälfte von dem, was die beiden andern Maschinensysteme beanspruchen; in dieser Beziehung arbeitet sie also ebenso vortheilhaft, wie die besten Dampfmaschinen.

Da die calorischen Maschinen vollkommen gefahrlos sind, so bedarf es bei ihrer Aufstellung keiner vorherigen polizeilichen Bewilligung, auch ist die Beaufsichtigung und Wartung derselben weit einfacher als die der Dampfmaschinen.

Elfter Abschnitt.

Von den Gasmaschinen, insbesondere von der durch Otto & Langen erfundenen atmosphärischen Gaskraftmaschine.

Fast um dieselbe Zeit, als die Ericsson'sche Maschine in Europa Eingang fand, wurde von Lenoir in Paris die Gasmaschine erfunden. Sehen wir, was denselben zu dieser Idee veranlaßt haben mag.

Es ist bekannt, daß, wenn durch ein Gemenge von atmosphärischer Luft und Wasserstoffgas der elektrische Funke geleitet wird, eine Entzündung des Wasserstoffs eintritt, indem sich dasselbe mit einem Theil des in der Luft enthaltenen Sauerstoffs zu Wasserdampf vereinigt. Durch die Entzündung wird natürlich die beigemengte Luft stark erwärmt, desgleichen die entstandenen Verbrennungsproducte, und es erfolgt, wenn die Wände des Gefäßes, in denen das Gasgemenge eingeschlossen war, zurückweichen können, eine starke Ausdehnung und Vergrößerung des Volumens, im andern Falle aber eine bedeutende Vermehrung der Expansivkraft. Dasselbe ist bekanntlich auch der Fall, wenn Grubengas, ölbildendes Gas oder gewöhnliches Leuchtgas unter jenen Umständen entzündet werden. Diese

Thatsachen, die Lenoir gewiß bekannt waren, mögen es gewesen sein, die ihn zuerst auf die Erfindung der Gasmaschine geführt haben.

Es ist diese Maschine im Ganzen von einfacher Construction und einer Dampfmaschine mit liegendem Cylinder äußerlich sehr ähnlich. Der Hauptbestandtheil ist also auch ein an beiden Seiten verschlossener hohler Cylinder, in welchem sich ein Kolben luftdicht hin und her bewegen kann. Letzterer steht vermittelst Kolben- und Lenkstange mit dem Krummzapfen einer Schwungradwelle in Verbindung, die gleichzeitig mit einer Riemscheibe versehen ist, durch welche die Bewegung der Maschine auf die Arbeitsmaschinen übertragen wird.

Nehmen wir an, der Kolben befinde sich an seinem äußersten Ende rechts. Durch Drehung des Schwungrades erhält er alsdann eine Bewegung von rechts nach links. Während er einen Theil seines Weges nach dieser Richtung hin durchläuft, tritt durch die Oeffnungen eines Schiebers, der natürlich auch von der Maschine selbst bewegt wird, ein Gemenge von Leucht- oder Wasserstoffgas und atmosphärischer Luft hinter den Kolben. Sowie eine gewisse Quantität dieses Gemenges eingetreten ist, nimmt jener Schieber eine solche Stellung ein, daß die Oeffnungen desselben nicht mehr mit dem Innern des Cylinders in Verbindung stehen, daß also das eingetretene Gasgemenge im Cylinder vollständig abgesperrt ist; in diesem Augenblicke schlägt ein elektrischer Funke (der Funke eines Inductionsapparates) durch das Gemenge, wodurch die Entzündung des Leuchtgases und damit jene oben erwähnte Vermehrung der Expansivkraft eintritt. Diese ist es nun, die den Kolben bis an das andere Ende seiner Bahn treibt. Am äußersten Punkte derselben (links) angekommen, öffnet sich ein zweiter Schieber, der die Verbrennungsproducte sammt der beigemengten Luft entweichen läßt, gleichzeitig ertheilt das Schwungrad vermöge seiner leben-

digen Kraft dem Kolben die entgegengesetzte Bewegung, also eine solche von links nach rechts. Hat er nach dieser Richtung hin wieder eine gewisse Strecke zurückgelegt, so ist während dessen wieder ein Gemenge von Leuchtgas und Luft in den Cylinder eingetreten, was alsdann auf dieselbe Weise entzündet wird, wie das vorige Gemenge. Dadurch wird denn der Kolben wieder bis an das rechte Ende seines Hubes getrieben. U. s. f.

Die Wirkung dieser Maschine ist also der einer Expansionsdampfmaschine ohne Condensation sehr ähnlich. Während bei dieser aber beim Einströmen des Dampfes die größte Arbeit geleistet wird, ist dieselbe hier, beim Eintreten des Gasgemenges, gleich Null; innerhalb dieser Zeit muß die Reibung der Maschine selbst und der durch die Arbeitsmaschinen erzeugte Widerstand von der lebendigen Kraft des Schwungrades überwunden werden.

Da die Entzündung des Leuchtgases momentan erfolgt, so wird auch die Vermehrung der Expansion augenblicklich herbeigeführt. Da aber der Kolben nur allmälig ausweichen kann, so entsteht jedenfalls im Momente der Entzündung ein heftiger Stoß, der nicht nur auf die Maschinentheile nachtheilig einwirken muß, sondern der auch zur Bewegung des Kolbens, also zur eigentlichen Arbeitsverrichtung nichts beitragen kann. Dagegen wird eine, dieser Stoßwirkung entsprechende Wärmemenge dem Gase entzogen und auf Cylinder und Kolben übertragen. In Folge dessen würden diese Theile alsbald glühend werden, wollte man nicht für eine entsprechende Ableitung der Wärme Sorge tragen. Man hat deßhalb den Cylinder mit einem weitern Mantel umgeben, durch welchen ein ringförmiger Raum gebildet wird, der mit kaltem Wasser angefüllt ist. Auf diese Weise erhalten die Cylinderwände höchstens eine Temperatur von 80 bis 90°. Daß aber unter diesen Umständen die Maschine bei Weitem das nicht zu leisten vermag, was sie nach ihrem Gasverbrauch leisten könnte, liegt auf der Hand.

Jene Uebelstände nun, welche mit der Lenoir'schen Gasmaschine verknüpft sind, daß nämlich ein großer Theil der Wirkung des Gases durch die Stoßwirkung verloren geht und daß demnach, trotz der Abkühlung, noch immerhin eine bedeutende Erwärmung des Kolbens, der Stopfbüchse ꝛc. eintritt, haben Otto & Langen in Cöln auf eine höchst sinnreiche Weise beseitigt und so eine Maschine hergestellt, deren Wirkung bei demselben Gasverbrauch ungleich bedeutender ist. Wir werden alsbald dieselbe genauer kennen lernen.

Um die bei der Entzündung des Gases entstehende Erwärmung zu verringern, leitet Hugon in das Gasgemenge eine Quantität Wasser, durch dessen Verdampfung alsdann eine beträchtliche Wärmemenge gebunden wird. Hierbei muß freilich die Expansivkraft des Gemenges nach der Entzündung etwas geringer, also auch die Wirkung etwas schwächer werden, allein die Bewegungstheile des Cylinders leiden weniger, die Maschine ist wenigern Reparaturen unterworfen und dauerhafter.

In Deutschland ist die Lenoir'sche Gasmaschine ziemlich wieder in Vergessenheit gerathen (während die atmosphärische Gaskraftmaschine eine immer größere Verbreitung findet), trotzdem, daß sich im Anfange verschiedene Maschinenfabriken ihrer Verbesserung mit Erfolg zuwandten. In Frankreich aber, namentlich in Paris, ist sie seit den letztern Jahren beim Bau der Häuser, zum Emporheben der Baumaterialien verwendet worden und auch in England hat sie Eingang gefunden, indem sie in London mehrfach zum Sägen von Steinen, zum Poliren von Marmor, zum Betriebe von Pumpen, in Druckereien u. s. f. verwendet wird.

Die Gasmaschinen sind, wie aus dem Vorhergehenden erhellet, eigentlich weiter nichts, als Heißluftmaschinen mit geschlossener Feuerung. Während aber bei diesen die Erwärmung der Luft durch ein Steinkohlen- oder Coaksfeuer stattfindet,

erfolgt sie bei jenen durch Entzündung des Leucht- oder Wasserstoffgases, die entweder durch den elektrischen Funken, wie bei der Lenoir'schen Maschine, oder durch eine Gasflamme, wie bei der Langen'schen und Hugon'schen Maschine bewirkt wird. Die Berechnung der Leistungen dieser Maschinen muß also auch in ähnlicher Weise ausgeführt werden können, wie die der Heißluftmaschinen. — Bevor wir zu derselben übergehen, wollen wir einige allgemeine Erfahrungssätze vorausschicken, die auf alle Gasmaschinen Anwendung finden und die wir zum größten Theil dem Werke des Herrn Professors Grashof „Resultate der mechanischen Wärmetheorie rc.“ (Heidelberg, bei Fr. Basermann) entnehmen, auf welches wir auch unsere späteren Rechnungen vorzüglich stützen werden.

Allgemeines.

Die Größe der Erwärmung des in den Gasmaschinen zur Anwendung kommenden Luftgemenges hängt natürlich von dem Verhältniß ab, in welchem Leuchtgas und atmosphärische Luft mit einander vermengt sind, sodann ist dieselbe auch durch die Zusammensetzung des ersteren bedingt. Das Leucht- oder Steinkohlengas ist aber ein Gemenge von verschiedenen Gasen, wozu insbesondere folgende gehören: 1. Zweifach Kohlenwasserstoffgas, was auch ölbildendes Gas oder schweres Kohlenwasserstoffgas genannt wird; 2. Einfach Kohlenwasserstoff- oder Grubengas; 3. Wasserstoffgas; 4. Kohlenoxydgas und 5. Stickstoffgas. Während die beiden Ersteren Verbindungen des Kohlenstoffs mit Wasserstoff sind, besteht das Kohlenoxydgas aus Kohlenstoff und Sauerstoff. Bei der vollständigen Verbrennung bildet sich aus dem Kohlenstoff und dem in der Luft enthaltenen Sauerstoff Kohlensäure, aus Wasserstoff und Sauerstoff aber entsteht

Wasserdampf; diese Producte sind also nach der Verbrennung mit der erwärmten Luft gemengt.

Durchschnittlich besteht 1 Kubikmeter Leuchtgas (speciell Steinkohlengas) aus:

0,42 Kubikmeter Einfach Kohlenwasserstoffgas ($C H_4$)
0,08 „ Zweifach Kohlenwasserstoffgas ($C_2 H_4$);
0,40 „ Wasserstoffgas;
0,07 „ Kohlenoxydgas und
0,03 „ Stickstoffgas.

Bei dieser Zusammensetzung beträgt das Gewicht von 1 Kubikmeter Leuchtgas bei einem Barometerstande von 0,76 Meter Quecksilbersäule und bei 15° C.:

$$S_0 = 0{,}535 \text{ Kilogramm.}$$

Unter denselben Umständen wiegt 1 Kubikmeter Luft:

$$s_0 = 1{,}225 \text{ Kilogramm.}$$

Die Dichtigkeit (d) des Gases beträgt also:

$$d_0 = \frac{S_0}{s_0} = \frac{0{,}535}{1{,}225} = 0{,}4367.$$

1 Kilogramm Gas liefert bei seiner vollständigen Verbrennung:

$$K_1 = 10430 \text{ Calorien (W.-E.)}$$

und 1 Kubikmeter Gas:

$$K = S_0 K_1 = 0{,}535 \times 10430 = 5580 \text{ W.-E.}$$

Das zur vollständigen Verbrennung von 1 Kilogramm Gas erforderliche Luftgewicht (L_1) ist:

$$L_1 = 14{,}5 \text{ Kilogramm}$$

und 1 Kubikmeter Gas bedarf zur vollständigen Verbrennung ein Luftvolumen (L) von

$$L = \frac{L_1 \cdot S_0}{s_0} = \frac{14{,}5 \times 0{,}535}{1{,}225} = 6{,}3 \text{ Kubikmeter.}$$

Mischt man 1 Kubikmeter Gas mit a Kubikmeter Luft, so ist das Gewicht von 1 Kubikmeter der Mischung offenbar:

$$s = \frac{1,225 \cdot a + 0,535}{a + 1} \text{ Kilogramm.}$$

Z. B. für $a = 10$ ist

$$s = \frac{12,25 + 0,535}{11} = 1,162 \text{ Kilogramm.}$$

Die Dichtigkeit des Gasgemenges (d) ist alsdann:

$$d = \frac{s}{s_0} = \frac{1,225 \cdot a + 0,535}{1,225\,(a + 1)} = \frac{1,225\,(a + 0,4367)}{1,225\,(a + 1)} = \frac{a + 0,4367}{a + 1}.$$

Für das vorige Beispiel hat man:

$$d = \frac{10 + 0,4367}{11} = 0,9488.$$

Nach der Entzündung und vollkommenen Verbrennung des Gases ist dagegen die Dichtigkeit (D) des aus Kohlensäure, Wasserdampf, Stickstoff und überschüssiger Luft bestehenden Gemenges, wenn sich dasselbe bis auf 15 °C. abgekühlt hat:

$$D = \frac{a + 0,48}{a + 0,83}.$$

Da hier der Zähler größer und der Nenner kleiner ist, wie im vorigen Ausdruck (für d), so hat also die Dichtigkeit zugenommen.

Für $a = 10$ Kubikmeter findet sich z. B.

$$D = \frac{10 + 0,48}{10,83} = \frac{10,48}{10,83} = 0,9677,$$

während wir vorhin erhielten: 0,9488.

Allgemein ist also die Verdichtung:

$$\frac{D}{d} = \frac{(a + 0,48)(a + 1)}{(a + 0,83)(a + 0,4367)} = \frac{a^2 + 1,48\,a + 0,48}{a^2 + 1,2667\,a + 0,3625}.$$

Für $a = 8;\ 10;\ 12;\ 14$ findet man:

$$\frac{D}{d} = 1,024;\ 1,020;\ 1,017;\ 1,014.$$

Die specifische Wärme des Gemenges beträgt:

für constantes Volumen: $c = \frac{0,1684\,a + 0,286}{a + 0,48}$

für constanten Druck: $c_1 = \frac{0,2375\,a + 0,343}{a + 0,48}$.

Untersuchen wir jetzt, wie viele Wärmeeinheiten jedem Kilogramm der Mengung von $a + 1$ Kubikmeter mitgetheilt werden, wenn das Gas entzündet wird.

Aus Versuchen darf man schließen, daß direct bei der Verbrennung etwa $^1/_4$ bis $^1/_3$ der entstandenen Wärme durch das Kühlwasser abgeleitet wird, daß also nur $^2/_3$ bis $^3/_4$ des Gases zur eigentlichen Erwärmung der Luft verwandt werden.

Nehmen wir allgemein an, es liefere der α. Theil von 1 Kubikmeter Gas die zur Vermehrung der Expansion dienende Wärme, so beträgt letztere:

$$\alpha K \text{ Calorien.}$$

Diese vertheilen sich alsdann auf $a + 1$ Kubikmeter, welche $(a + 1)\,s$ Kilogramm wiegen. Demnach erhält jedes Kilogramm

$$\frac{\alpha K}{(a+1)\,s} \text{ Calorien.}$$

War nun anfänglich die absolute Temperatur des Gasgemenges T_0 und ist dieselbe unmittelbar nach der Entzündung $= T_1$, so haben wir:

$$T_1 - T_0 = \frac{1}{c} \cdot \frac{\alpha K}{(a+1)\,s}.$$

Bezeichnen wir ferner den anfänglichen Druck bei $T_0{}^0$ mit p_0 (Kilogramm pro Quadratmeter) und mit p_1 denjenigen nach der Entzündung, so würde, wenn keine Verdichtung des Gemenges eingetreten wäre, sein:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0}.$$

Da sich aber die Mischung im Verhältniß von $d : D$ verdichtet hat, so entsteht:

$$\frac{D}{d} \cdot \frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0}.$$

Oder für $\frac{D}{d} : D_1$ gesetzt:

$$D_1 \frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0},$$

d. i.

$$p_1 = \frac{1}{D_1} \cdot \frac{T_1}{T_0} \cdot p_0.$$

Zahlenbeispiel. Nach Versuchen von Tresca werden in der Lenoir'schen Gasmaschine durchschnittlich 13 Theile Luft mit 1 Theil Leuchtgas gemischt. Wie groß ist hiernach 1. die specifische Wärme c bei constantem Drucke; 2. die Vermehrung der Temperatur $T_1 - T_0$ oder nach Celsius $t_1 - t_0$ und 3. welche Expansivkraft besitzt das Gasgemenge nach der Entzündung?

Es ist in unsern Formeln $a = 13$ zu setzen. Daher

$$c = \frac{0,1684 \cdot 13 + 0,286}{13 + 0,48} = 0,1836.$$

Setzen wir $\alpha = {}^2/_3$, so ist ferner:

$$T_1 - T_0 = t_1 - t_0 = \frac{1}{0,1836} \cdot \frac{{}^2/_3 \cdot 5580}{1,225 \cdot 13 + 0,535} = 1231^0.$$

Da wir T_0 zu $273 + 15^0 = 288^0$ annehmen, so hat man:

$$T_1 = 1231 + 288 = 1519^0.$$

Für $a = 13$ ist:

$$D_1 = \frac{D}{d} = \frac{13^2 + 1,48 \cdot 13 + 0,48}{13^2 + 1,2667 \cdot 13 + 0,3625} = 1,016.$$

Demnach der Druck des Gases nach der Entzündung:

$$p_1 = \frac{1}{1,016} \cdot \frac{1519}{288} = 5,19 \text{ Atmosphären},$$

insofern $p_0 = 1$ Atmosphäre zu setzen ist.

Leistung und Gasverbrauch der Lenoir'schen Maschine.

Das hinter dem Kolben dieser Maschine befindliche Gasgemenge treibt denselben nach seiner Entzündung vermöge der

erhaltenen höhern Spannung vorwärts und verrichtet auf diese Weise die mechanische Arbeit. Umströmte nun den Cylinder nicht fortwährend kaltes Wasser, könnte sich also das Gas ohne Mittheilung und Entziehung von Wärme ausdehnen, so würde die Ausdehnung nach der adiabatischen Curve stattfinden, und hätten wir es allein mit atmosphärischer Luft zu thun, so würde bekanntlich das Aenderungsgesetz durch die Gl.

$$p\,v^k = p_1\,v_1{}^k = \cdots\cdots$$

ausgedrückt. Da aber dem Gase bei seiner Ausdehnung noch Wärme entzogen wird, da ferner auch der Werth von $k\,(=1{,}41)$, d. i. die Zahl, womit die specifische Wärme der Luft bei constantem Volumen multiplicirt werden muß, um die für constanten Druck zu erhalten, hier nothwendig eine andere ist, weil wir es mit einem Gemenge von Luft, Kohlensäure, Wasserdampf u. s. w. zu thun haben, so kann das Aenderungsgesetz nicht durch jenen Ausdruck repräsentirt werden. Jedenfalls aber läßt sich dasselbe durch den allgemeinen Ausdruck

$$p^m\,v^n = p_1{}^m\,v_1{}^n \text{ (Seite 121)}$$

darstellen. Für diesen Fall war die specifische Wärme, unter der Voraussetzung, daß die Versuche nur mit atmosphärischer Luft angestellt werden:

$$\frac{m\,k - n}{m - n}\,c,$$

wo also $k = 1{,}41$ und $c = 0{,}1684$ ist.

Nun fanden wir oben für c den Werth: $\dfrac{0{,}1684\,a + 0{,}286}{a + 0{,}48}$ (für $a = 13$ ergab sich Seite 246: $c = 0{,}1836$) und für die specifische Wärme bei constantem Drucke, also für c_1 den: $\dfrac{0{,}2375\,a + 0{,}343}{a + 0{,}48}$; es ist demnach

$$k = \frac{c_1}{c} = \frac{0{,}2375\,a + 0{,}343}{0{,}1684\,a + 0{,}286} = 1{,}386,$$

Die specifische Wärme für das Aenderungsgesetz

$$p^m v^n = p_1{}^m v_1{}^n$$

ist also in unserm Falle

$$\frac{m\frac{c_1}{c} - n}{m - n}c = \frac{mc_1 - nc}{m - n}$$

Wir finden nun die Leistung, welche das Gasgemenge bei seiner Expansion verrichtet, nach der Formel

$$L = \frac{m}{n - m} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V}\right)^{\frac{n-m}{m}}\right],$$

wenn V_1 das Volumen des Gemenges vor und V dasjenige nach der Expansion oder am Ende des Kolbenhubes bezeichnet.

Beträgt nun der Querschnitt des Cylinders oder die Fläche des Kolbens F □Meter, der ganze Hub des letztern s Meter und der Weg, den derselbe während des Einströmens des Gasgemenges zurücklegt, $e_1 s$, wo also e_1 ein echter Bruch ist, so hat man:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{F e_1 s}{F s} = e_1.$$

Den Werth von e_1 wollen wir den Füllungsgrad nennen.

Setzen wir denselben in obige Formel ein, so erhalten wir für die Leistung L:

$$L = \frac{m}{n - m} p_1 F e_1 s \left[1 - e_1^{\frac{n-m}{m}}\right],$$

und wenn man $\frac{m}{n - m}$ sowie $p_1 e_1$ in die Klammer bringt:

$$L = F s \left[m p_1 \frac{e_1 - e_1^{\frac{n}{m}}}{n - m}\right].$$

Die Gegenleistung der atmosphärischen Luft beträgt:

$$F p_0 (s - e_1 s) = F p_0 s (1 - e_1).$$

Daher die Nutzleistung pro Schub:

$$F s \left[m p_1 \frac{e_1 - e_1^{\frac{n}{m}}}{n - m} - p_0 (1 - e_1) \right].$$

Werden u Kurbelumdrehungen pro Minute gemacht, so erhalten wir für die Leistung L_s pro Secunde:

$$L_s = \frac{u}{30} F s \left[m p_1 \frac{e_1 - e_1^{\frac{n}{m}}}{n - m} - p_0 (1 - e_1) \right]$$

Kilogrammmeter $\cdots\cdots$ (LXXIII).

Bezeichnen wir den Wirkungsgrad der Maschine mit y, so ergiebt sich die wirkliche Leistung pro Secunde zu:

$$L_w = y \frac{u}{30} F s \left[m p_1 \frac{e_1 - e_1^{\frac{n}{m}}}{n - m} - p_0 (1 - e_1) \right] \text{ Kilogrammmeter.}$$

Für

$$\frac{y}{30} \left[m p_1 \frac{e_1 - e_1^{\frac{n}{m}}}{n - m} - p_0 (1 - e_1) \right] \cdots\cdots \text{(LXXIV)}$$

l gesetzt, entsteht:

$$L_w = u F s l \text{ Kilogrammmeter.}$$

Ist die Zahl der Pferdekräfte, die dieser Leistung entspricht, gleich N, so erhalten wir:

$$N = \frac{u F s l}{75} \cdots\cdots \text{(LXXV)}.$$

Der Gasverbrauch pro Kurbelumdrehung findet sich aus der Proportion:

$$a + 1 : 1 = 2 F e_1 s : x$$

woraus $x = \frac{2 F e_1 s}{a + 1}$ ist.

Der Verbrauch an Gas pro Secunde beträgt:

$$\frac{u F e_1 s}{30 (a + 1)}.$$

Dabei leistet die Maschine N Pferdekräfte.

Demnach der Gasverbrauch für 1 Pferdekraft pro Secunde:

$$\frac{u F e_1 s}{30 (a + 1) N}$$

und der pro Stunde für dieselbe Leistung:

$$\frac{120\,u\,F\,e_1\,s}{(a+1)\,N}.$$

Und wenn wir den Werth von N einsetzen und vereinfachen:

$$G = \frac{9000}{a+1} \cdot \frac{e_1}{l} \text{ Kubikmeter} \cdots\cdots (\text{LXXVI}).$$

Nach Grashof geben nun die vorhin entwickelten Formeln übereinstimmende Resultate mit den Versuchen, wenn man statt m:1 und statt n:2 setzt. Demnach würde das Gesetz der Druckänderung durch die einfache Gl.

$$p\,v^2 = p_1\,v_1^2 = \cdots\cdots$$

dargestellt. Die Curve, welche dieses Gesetz repräsentirt, nähert sich bekanntlich noch schneller der Abscissenachse, als die adiabatische. (Siehe Seite 123.)

Setzen wir jene Werthe von n und m in die Gl. LXXIV ein, so erhalten wir:

$$l = \frac{y}{30}\left[p_1(e_1 - e_1^2) - p_0(1 - e_1)\right],$$

oder $p_0 = 10334$ gesetzt und vor die große Klammer gestellt:

$$l = 344{,}4\,y\,(1 - e_1)\left(\frac{p_1}{p_0}\,e_1 - 1\right) \cdots\cdots (\text{LXXVII}).$$

Ermitteln wir nach dieser Formel den Werth von l für verschiedene Werthe von e_1 und suchen alsdann die zugehörigen Werthe von G, so wird sich ergeben, daß nur für einen bestimmten Werth von e_1 das Güteverhältniß der Maschine, d. h. das Verhältniß des Gasverbrauchs zur Leistung derselben ein Maximum sei.

Setzen wir a = 13, so ist, wie wir bereits früher fanden:

$$\frac{p_1}{p_0} = 5{,}19.$$

Der Wirkungsgrad y beträgt im Durchschnitt 0,57. Nehmen wir statt dessen 0,55, so erhalten wir, wenn statt e_1 der Reihe

nach gesetzt wird:

$$e_1 = 0{,}40,\ 0{,}45,\ 0{,}50,\ 0{,}55,\ 0{,}60,$$

für l:

$$l = 122{,}4,\ 139{,}1\ 151{,}1,\ 158{,}1,\ 160{,}2$$

und für G:

$$G = 2{,}12,\ 2{,}08,\ 2{,}13\ 2{,}24,\ 2{,}41.$$

Hieraus ersieht man, daß das Güteverhältniß ein Größtes wird, für e_1 circa $= 0{,}50$. Man hat also unter obigen Annahmen den Cylinder etwa bis zur Hälfte mit dem Gasgemenge anzufüllen, bevor dasselbe entzündet wird.

Zahlenbeispiel 1. Welche Leistung verspricht eine Gasmaschine, deren Cylinderdurchmesser 2 Decimeter, deren Hub $s = 4$ Decimeter beträgt, wenn $e_1 = 0{,}50$ gesetzt wird und die Zahl u der Kurbelumdrehungen pro Minute $= 60$ ist, der Wirkungsgrad aber zu 0,55 angenommen wird?

Der Querschnitt des Cylinders oder die Fläche (F) des Kolbens beträgt:

$$F = 3{,}1416 \times (0{,}1)^2 = 0{,}0314 \square \text{Meter}.$$

Da nun im vorliegenden Falle

$$l = 151{,}1 \text{ ist,}$$

so ergiebt sich für N:

$$N = \frac{60 \cdot 0{,}0314 \cdot 0{,}4 \cdot 151{,}1}{75} = 1{,}52 \text{ Pferdekräfte.}$$

Der Gasverbrauch pro Stunde würde sich also auf $1{,}52 \times 2{,}13 = 3{,}2376$ Kubikmeter belaufen.

Zahlenbeispiel 2. Wie groß muß der Inhalt eines Cylinders einer 2pferdekräftigen Gasmaschine sein, die pro Minute 70 Umdrehungen macht, bei der e_1 sowie der Wirkungsgrad y zu 0,55 angenommen wird?

Aus der Formel $N = \frac{u F s l}{75}$ hat man: $F s = \frac{75 N}{u l}$.

Unter den angenommenen Bedingungen ist aber $l = 158{,}1$; daher $F s = \frac{75 \cdot 2}{70 \cdot 158{,}1} = \frac{150}{11067} = 0{,}0136$ Kubikmeter.

Kühlwasserverbrauch.

Es erübrigt uns nun noch, die Wärmemenge zu berechnen, welche dem Cylinder pro 1 Kubikmeter verbrauchten Gases zu entziehen ist.

Wir setzen also voraus, daß dem Gase direct bei seiner Entzündung so viel Wärme entzogen werde, als $1 - \alpha$ Kubikmeter Gas liefern. Die dabei freiwerdende Wärme beträgt dann:

$$(1 - \alpha) K \text{ Calorien.}$$

Setzen wir $\alpha = \frac{2}{3}$ Kubikmeter, so haben wir:

$$\frac{1}{3} \cdot 5580 = 1860 \text{ W.-E.}$$

Nun wird aber auch dem Gasgemenge Wärme während der Expansion entzogen, da das Gesetz der Druckänderung durch die Gl.

$$p v^2 = p_1 v_1^2$$

dargestellt werden konnte.

Um diese Wärme zu finden, haben wir zunächst die Temperatur zu ermitteln, die dasselbe am Ende der Expansion oder am Ende eines Kolbenschubes besitzt. Es läßt sich aber sowohl diese Temperatur als auch der Druck am Ende der Expansion leicht berechnen.

Bezeichnen wir den letztern mit p, so ist nach unserm Gesetze:

$$p = p_1 \left(\frac{V_1}{V}\right)^2 = e_1^2.$$

Setzen wir nun z. B. $e_1 = 0{,}50$, so entsteht:

$$p = 5{,}19 \, (0{,}50)^2 = 5{,}19 \cdot \frac{1}{4} = 1{,}297 \text{ Atmosphären.}$$

Die Temperatur T, die diesem Drucke entspricht, finden wir nach Früherem aus der Gl.:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V}\right)^{\frac{n-m}{m}} = e_1.$$

Da $T_1 = 1519$ ist (Seite 246), so erhalten wir:

$$T = 1519 \cdot 0{,}50 = 759{,}5^0$$

d. i.

$$t = 759{,}5 - 273 = 486{,}5^0.$$

Nehmen wir den Füllungsgrad zu 0,45 an, so entsteht:

$$p = 5{,}19\,(0{,}45)^2 = 5{,}19 \times 0{,}2025 = 1{,}051 \text{ Atmosphären.}$$

Dagegen erhalten wir für die absolute Temperatur T am Ende eines Kolbenschubes:

$$T = 1519 \cdot 0{,}45 = 683{,}6^0,$$

die Temperatur nach der Centesimalscala würde also sein:

$$t = 683{,}6 - 273 = 410{,}6^0.$$

Wir ersehen hieraus, wie selbst am Ende der Expansion und trotz der Entziehung von Wärme durch das Kühlwasser die Temperatur des Gasgemenges noch sehr bedeutend ist, wie also die Maschine im Laufe der Zeit jedenfalls sehr leiden wird.

Die dem Gasgemenge während seiner Ausdehnung zu entziehende Wärme findet sich auf folgende Weise. Zunächst beträgt nach einer frühern Formel die pro 1 Kilogramm Luft abzuleitende Wärme:

$$Q = \frac{mk - n}{m - n}\, c\,(T_1 - T).$$

In unserm Falle, wo $k = 1{,}386$, $m = 1$, $n = 2$ und $c = 0{,}1836$ ist, entsteht:

$$Q = \frac{1{,}386 - 2}{1 - 2} \cdot 0{,}1836\,(T_1 - T) = 0{,}1127\,(T_1 - T).$$

Für $e_1 = 0{,}50$, war $T = 759{,}5$, daher

$$Q = 0{,}1127\,(1519 - 760) = 85{,}5 \text{ Calorien.}$$

Nun wiegt das Gasgemenge von a + 1 Kubikmeter

$$1{,}225 \cdot a + 0{,}535 \text{ Kilogramm}$$

und da wir $a = 13$ gesetzt haben: 16,46 Kilogramm. Daher die Wärme, welche man pro 1 Kubikmeter verbrauchten Gases, während der Expansion abzuleiten hat:

$$85{,}5 \times 16{,}46 = 1407 \text{ Calorien.}$$

Nachdem das Auslaßventil geöffnet worden ist, sinkt die Spannung sehr schnell von p auf diejenige der Atmosphäre herab, die wir oben mit p_0 bezeichnet haben. Dabei verschwindet derjenige Theil der Wärme, der auf die Vermehrung der fortschreitenden Bewegung der Gasmoleküle verwandt wird. Alsdann strömt das Gasgemenge bei constantem Drucke p_0 aus.

Sehen wir von dem erstern Wärmeverluste ab und lassen wir das Gas mit der absoluten Temperatur $T_2 = 273 + 150 = 423^0$ bei constantem Drucke p_0 entweichen, so beträgt die abzuleitende Wärme:

$$(1{,}225\,a + 0{,}535)\,c_1\,(T - T_2) \text{ Calorien.}$$

Da $c_1 = 0{,}2545$ und T in unserm Beispiele 759,5 oder 760 ist, so haben wir:

$$16{,}46 \cdot 0{,}2545 \cdot 337 = 1414 \text{ Calorien.}$$

Demnach beläuft sich die ganze abzuleitende Wärme auf:

$$1860 + 1407 + 1414 = 4681 \text{ W.-E.}$$

Da eine 1 pferdekräftige Gasmaschine bei dem Füllungsgrade 0,50 pro Stunde 2,13 Kubikmeter Gas verbraucht, so würde sich die hierbei abzuleitende Wärme auf

$$4681 \times 2{,}13 = 9970 \text{ W.-E.}$$

belaufen. Soll sich das Kühlwasser um 50^0 (also etwa von 10 auf 60^0) erwärmen, so finden wir das Gewicht W desselben, welches pro Stunde den Cylinder umfließen muß, aus folgender Gl.

$$50 \cdot W = 9970$$

$$W = 195{,}4 \text{ Kilogramm.}$$

Dieses Gewicht ist jedenfalls zu groß, da wir, wie oben bemerkt, auf diejenige Wärme keine Rücksicht genommen haben, die beim Oeffnen des Auslaßventils plötzlich verschwindet.

Hugon'sche Maschine.

Bei dieser ist die Erhitzung des Gasgemenges in Folge des in den Cylinder eingespritzten kalten Wassers geringer als bei der Lenoir'schen Maschine; die Liederung des Kolbens leidet demnach ungleich weniger. Nach Herrn Professor Grashof hat man bei derselben für den Ausdruck l (Seite 250) zu setzen:

$$l = 344{,}4\,y\,[7{,}21\,(e_1 - e_1^{1{,}6}) - 1 + e_1] \cdots\cdots (LXXVIII),$$

wo y zu 0,55 angenommen werden kann. Ist a = 13 und beträgt das Gewicht des eingespritzten Wassers pro 1 Kubikmeter verbrauchten Gases 2 Kilogramm, so erhält man nach demselben Verfasser $\frac{p_1}{p_0} = 4{,}33$, und es ist in dem Ausdrucke, welcher das Gesetz der Druckänderung repräsentirt, statt n : 1,6 zu setzen.

Für e = 0,4, 0,45, 0,5 und 0,55

entsteht:

l = 117,4, 129,8 137,6, 141,2

und

G = 2,19, 2,23 2,34, 2,50 Kubikmeter.

Die zur Entzündung des Gasgemenges dienenden Flämmchen erfordern außerdem etwa 0,25 Kubikmeter Gas pro Stunde.

Aus den Werthen von l berechnet sich die Leistung der Maschine wieder nach dem Ausdruck:

$$N = \frac{u F s l}{75} \text{ Pferdekräfte.}$$

Beschreibung der atmosphärischen Gasmaschine.

Diese Maschine ist unbedingt eine der schönsten Erfindungen dieses Jahrhunderts, weßhalb ihr mit vollem Rechte von der Jury der Allgemeinen Industrie-Ausstellung zu Paris im Jahre 1867 die goldene Medaille zuerkannt wurde. Wie dieselbe in den Kleingewerben immer mehr Verbreitung findet, dürfte be-

sonders aus dem Umstande entnommen werden, daß der Preis für z. B. eine $^1/_2$pferdekräftige Maschine innerhalb des letzten Jahres um circa 50 Thaler in die Höhe gegangen ist. In der That haben die Erfinder jene Uebelstände, die mit der Lenoir'schen und Hugon'schen Gasmaschine verbunden sind, in genialer Weise beseitigt, und die Principien, auf welchen das Wesen der Maschine beruht, stützen sich vollständig auf wissenschaftliche Forschungen; auch die Construction der Maschine läßt nach den Ansichten des Verfassers nichts zu wünschen übrig.

Wie die Erfinder jene Mängel der ältern Gasmaschinen glücklich beseitigt haben, ersehen wir am besten aus ihren eigenen Worten, die wir Dingler's „Polytechnischem Journal" (Band CLXXXVI) entnehmen. Es heißt dort:

„Bei der Verbrennung von explosionsfähigen Gasgemengen im geschlossenen Raume erhitzt die freiwerdende Wärme die Verbrennungsproducte; diese haben in Folge dessen das Bestreben, sich auszudehnen und erzeugen, wenn sie an dieser Ausdehnung verhindert werden, einen dem Erhitzungsgrade entsprechenden Druck auf die umschließenden Wandungen. Diese Spannung der Verbrennungsproducte ist so lange vorhanden, als dieselben nichts an Wärme verloren haben.

Erfolgt eine Abkühlung derselben, so ziehen sie sich zusammen unter dem Drucke der sie unmittelbar oder mittelbar umgebenden Atmosphäre.

Will man die bei der Explosion entstehende Spannung direct als motorische Kraft benutzen, so wird man sich bei der Construction einer solchen Maschinen zu fragen haben: welche Zeit liegt zwischen der Erwärmung und Abkühlung, zwischen Ausdehnung und Zusammenziehung der verbrannten Gase?

Diese Zeit ist bekanntlich eine sehr kurze und man verliert, wenn man die Expansion der erhitzten Gase als bewegende Kraft anwendet und dieselben nach der Verbrennung nicht

schnell sich ausdehnen läßt, einen Theil der erzeugten Wärme durch die Cylinderwände der Maschine. Mit diesem Wärmeverlust geht natürlich auch ein entsprechender Theil der bewegenden Kraft verloren.

Denkt man sich eine solche Maschine in der gewöhnlichen Anordnung construirt, also den Kolben durch Lenkstange und Kurbel mit der Schwungradachse starr verbunden, so wird man einer Explosion, die in dem Cylinder hinter dem Kolben stattfindet, nicht nur die nutzbare Arbeit, sondern auch die Massen des ganzen Systems entgegenstellen. Eine solche Maschine müßte mit enormer Kolbengeschwindigkeit arbeiten; dennoch würde die Wirkungsweise eine stoßende bleiben, und da die zu bewegenden Massen der Maschine niemals eine Beschleunigung annehmen werden, welche der Intensität der Explosion entspricht, so wird die nicht als nutzbare Kraft zur Geltung kommende Wärmemenge die Wandungen rings um den Explosionsraum beträchtlich erhitzen.

Jene Verhältnisse würdigend, gingen wir bei der Construction unserer Maschine von dem Grundsatze aus, daß eine directe Benutzung der Explosion als motorische Kraft zu verwerfen sei.

Wir lassen vielmehr die bei der Explosion freiwerdende Wärme zu Arbeit werden, dadurch, daß wir der Ausdehnung der Verbrennungsproducte nur sehr kleine Widerstände entgegensetzen und benutzen als motorische Kraft die zusammenziehende Wirkung derselben. Diese entsteht eben dadurch, daß die Gase, sobald sie ihre Wärme und folglich ihre Spannung verloren haben, durch den Druck der Atmosphäre auf dasjenige Volumen zurückgedrängt werden, welches nach erfolgter Abkühlung ihrer chemischen Zusammensetzung und Temperatur entspricht."

Nach diesen Vorbemerkungen wollen wir nun die Einrichtung und Wirkungsweise der Maschine genauer kennen lernen.

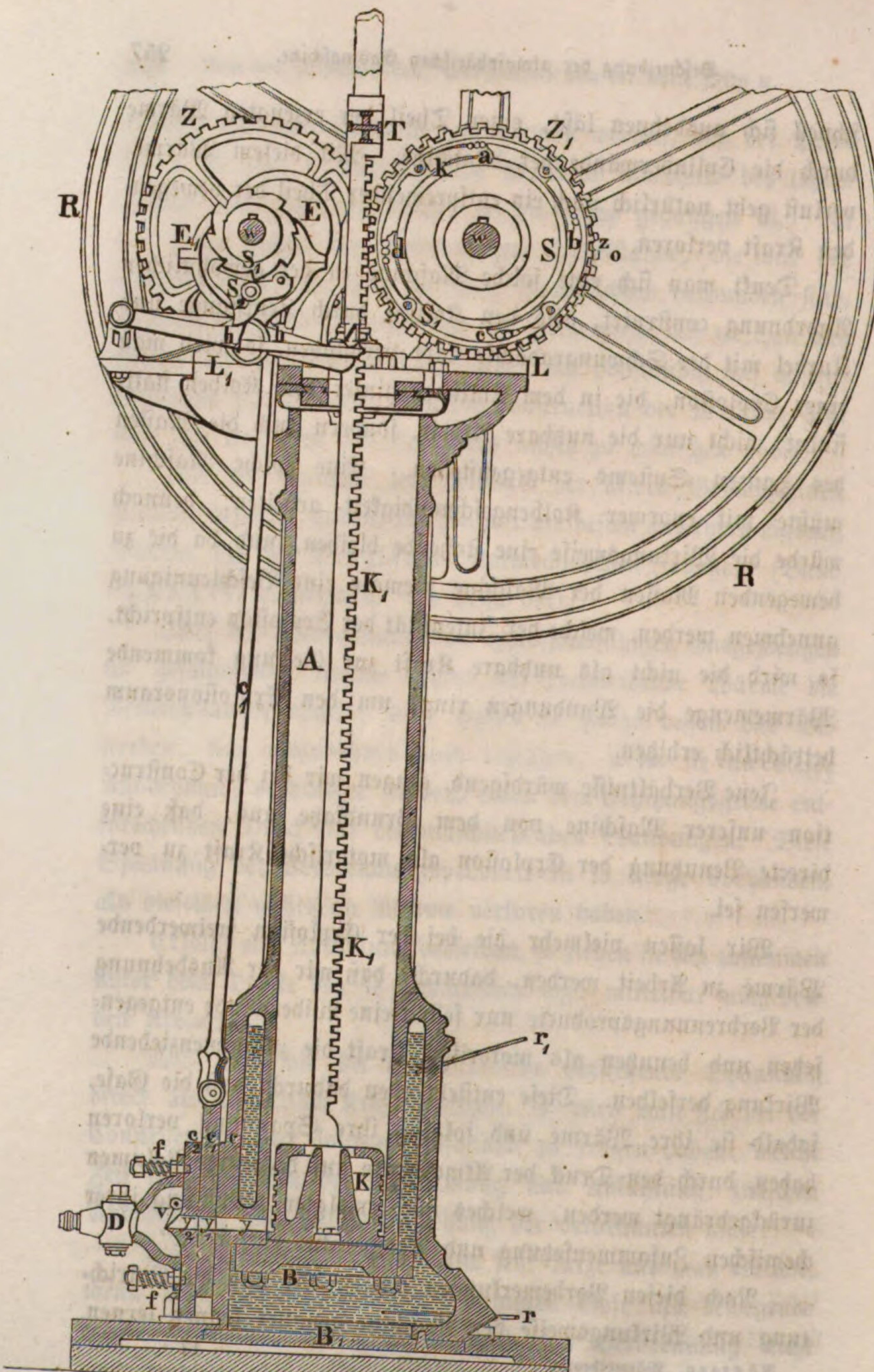


Fig. 38.

Wir werden uns dabei der Figuren 38 bis 47 bedienen, von denen Figur 38 einen vertikalen Durchschnitt, Fig. 39 eine Ansicht und die übrigen Figuren Details der Maschine darstellen.

A ist ein gußeiserner Cylinder mit zwei luftdicht angeschraubten Deckeln B und B_1. Bis circa zu $^1/_3$ seiner Höhe ist dieser Cylinder mit einer doppelten Wandung versehen. Der dadurch entstehende Zwischenraum, sowie der Raum zwischen B und B_1 ist mit kaltem Wasser angefüllt, welches zur Abkühlung der Cylinderwände dient. Dasselbe wird aus einem Behälter, der in unserer Figur

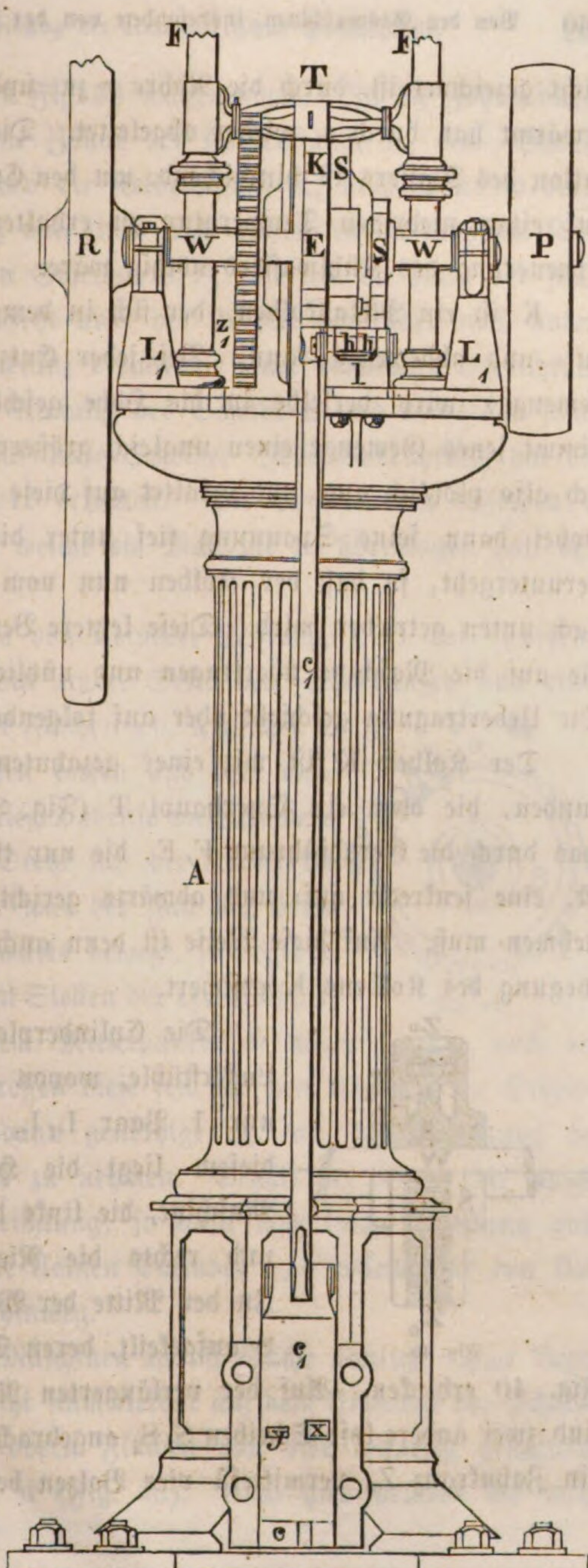


Fig. 39.

nicht gezeichnet ist, durch die Röhre r zu- und, nachdem es sich erwärmt hat, durch r_1 wieder abgeleitet. Diese einfache Circulation des Wassers ist hinreichend, um den Cylindermantel stets auf einer niedrigen Temperatur zu erhalten, ohne daß eine Erneuerung des Kühlwassers nöthig wäre.

K ist ein Metallkolben, der sich in dem Cylinder luftdicht auf- und abbewegen kann. Bei jeder Entzündung des Gasgemenges wird derselbe in die Höhe geschleudert. Dadurch nimmt jenes Gemenge einen ungleich größern Raum ein, dehnt sich also plötzlich aus, und erkaltet auf diese Weise sehr schnell, wobei dann seine Spannung tief unter die der Atmosphäre heruntergeht, so daß der Kolben nun vom äußern Luftdruck nach unten getrieben wird. Diese letztere Bewegung ist es jetzt, die auf die Maschine übertragen und nützlich verwendet wird. Die Uebertragung geschieht aber auf folgende Weise.

Der Kolben K ist mit einer gezahnten Stange K_1 verbunden, die oben ein Querhaupt T (Fig. 38 und 39) trägt, was durch die Geradführung F, F, die nur theilweise gezeichnet ist, eine senkrecht auf- und abwärts gerichtete Bewegung annehmen muß. Auf diese Weise ist denn auch die senkrechte Bewegung des Kolbens K gesichert.

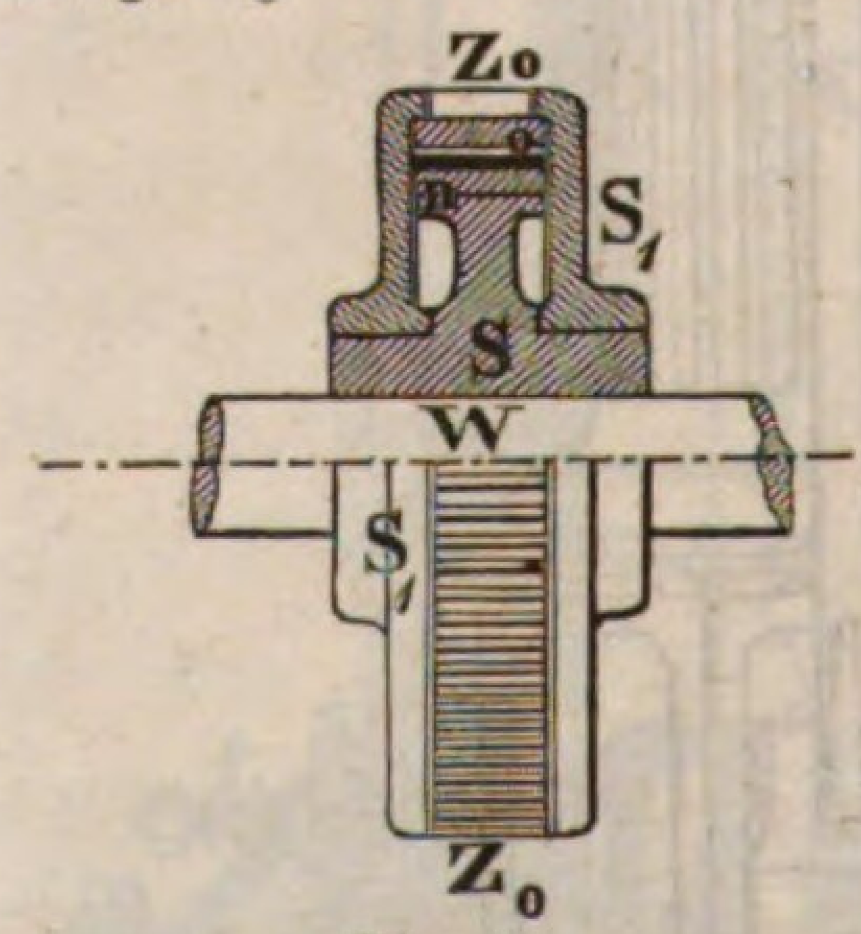


Fig. 40.

Die Cylinderplatte trägt 2 Paar Lagerstühle, wovon in unserer Figur nur 1 Paar $L_1 L_1$ sichtbar ist. In diesem liegt die Hauptwelle W der Maschine, die links das Schwungrad R und rechts die Riemscheibe P trägt. In der Mitte der Welle ist die Scheibe S aufgekeilt, deren Durchschnitt wir in Fig. 40 erblicken. Auf der verlängerten Nabe dieser Scheibe sind zwei andere lose Scheiben $S_1 S_1$ angebracht, zwischen welchen ein Zahnkranz Z_0 vermittelst vier Bolzen befestigt ist, die wir

als kleine Kreise in Fig. 38 wahrnehmen. In die Zähne dieses Kranzes greifen die Zähne der Kolbenstange K_1 ein. Bewegt sich der Kolben oder die Kolbenstange K_1 nach oben, so dreht sich der Zahnkranz von links nach rechts; in diesem Falle läuft derselbe sammt den Scheiben S_1 S_1 lose um die Nabe der mittlern Scheibe S. Geht aber der Kolben von oben nach unten, so drückt der Zahnkranz vermittelst einer besondern Vorrichtung sehr stark auf den Umfang der Scheibe S und überträgt somit seine Bewegung auf diese Scheibe. Jene Vorrichtung hat den Namen Schaltwerk erhalten. Die Construction desselben ist je nach der Kraft, welche die Maschine zu übertragen hat, verschieden.

Bei Maschinen von kleinerer Leistung, z. B. bei $^1/_2$ pferdekräftigen, besteht die innere Seite des Zahnkranzes aus einer Menge excentrischer Flächen a b, a b, u. s. f. (Fig. 41). Zwischen diesen und dem Umfange der Scheibe liegen ebenso viele kleinere Rollen c, c, ꝛc. Dreht sich der Kranz im Sinne des Pfeils, was der Fall ist, wenn sich der Kolben abwärts bewegt, so begeben sich sofort diejenigen Stellen der excentrischen

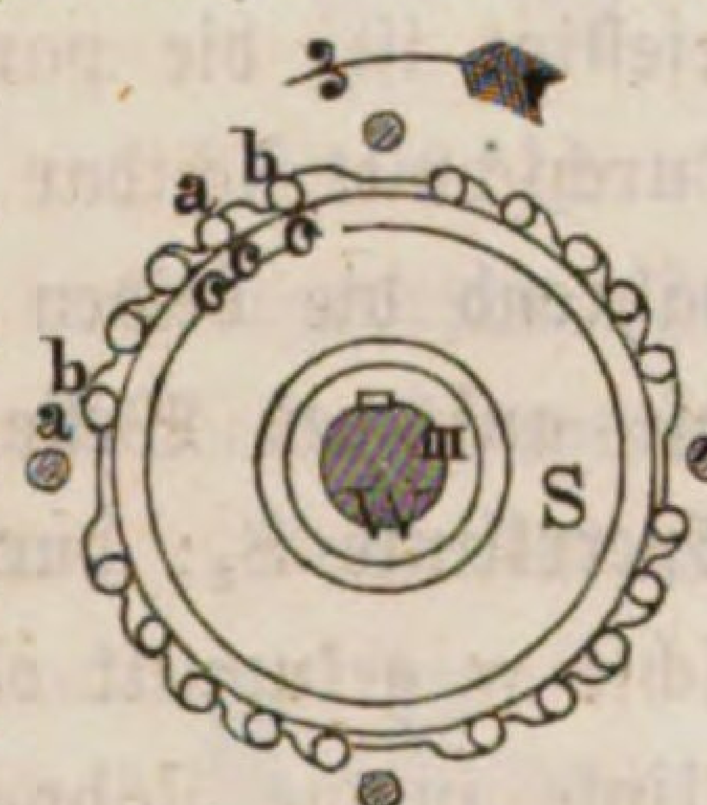


Fig. 41.

Flächen, welche dem Mittelpunkte m näher liegen, nach den Rollen hin und pressen diese fest auf den Umfang der Scheibe, wodurch diese alsdann genöthigt ist, an der Bewegung des Kranzes mit Theil zu nehmen. Erhält der Kranz die umgekehrte Bewegungsrichtung, so kann eine solche Pressung nicht stattfinden, und die kleinen Cylinder c, c rollen über den Umfang der Scheibe hinweg.

Bei größern Maschinen ist die Sache ähnlich. Hier liegen die Rollen aber nicht unmittelbar auf dem Umfange der Scheibe, sondern auf den obern Flächen von vier keilartig gestalteten Körpern a, b, c, d (Fig. 38). Auch hier drücken die mehr

einwärts gebogenen Stellen der excentrischen Flächen bei der Bewegung von rechts nach links die Rollen sehr stark auf die Keile und diese auf den Umfang der Scheibe, so daß eine Uebertragung der Bewegung auf die Scheibe erfolgen kann; im andern Falle ist indessen eine solche Uebertragung nicht möglich.

Soll die Reibung, welche bei der Bewegung im Sinne des Pfeils geschieht, eine absolute sein, soll also der Keil nicht über die Peripherie der Scheibe S fortgleiten, so muß der Winkel, den die excentrischen Flächen des Zahnkranzes mit dem Umfange der Scheibe bilden, kleiner sein, als der Reibungswinkel der Metalle.

Auf der Hauptwelle W sitzt außer dem Zahnrade Z_0 noch ein zweites Z_1; dieses greift in die Zähne des gegenüberliegenden Rades Z (Fig. 38), welches auf einer zweiten Welle w befestigt ist, die parallel mit W läuft und in Fig. 38 nur im Durchschnitt sichtbar ist. Auf w ist das Sperrrad S_1 befestigt, während die beiden ein Stück bildenden Excentrics E und E_1 lose auf der Welle sitzen. Seitlich an E_1 befindet sich die Sperrklinke S_2; durch dieselbe werden die Excentrics mit der Achse w gekuppelt oder ausgeschaltet, je nachdem der Haken der Klinke in die Zähne des Sperrrades S_1 eingreift, oder durch den Ausrücker h_1 daran verhindert wird.

Beim Niedergange des Kolbens drückt nämlich das Rock N der Zahnstange den Hebel h_1 nieder, in Folge dessen bewegt sich die linke Seite der Klinke S_2 nach oben und greift in einen der Zähne des Sperrrades ein, wodurch nun die Klinke sammt den beiden Excentrics E und E_1 an der Bewegung der Achse Theil nehmen. Ist nun die Zahl der Kolbenhübe derjenigen der Umdrehung der Welle oder des Schwungrades gleich, was, wie wir alsbald genauer hören werden, nicht durchaus nothwendig ist, so hat sich h_1 während einer Umdrehung wieder gehoben und die Klinke S_2 ausgelöst.

Sobald nun letztere ausgelöst ist, was stets dann der Fall sein muß, wenn der Kolben nicht weit mehr vom Boden des Cylinders absteht, sind beide Excentrics in Ruhe und der Schieber C_1, der durch das Excentric E seine Bewegung erhält, besitzt seine mittlere Stellung. In dieser correspondirt der Kanal y_1 desselben mit dem y im Cylindermantel und mit dem y_2 im Deckel C_2; dieser wird durch die Federn f, f sanft aber so an den Schieber C_1 angedrückt, daß keine Luft zwischen den Trennungsflächen entweichen kann.

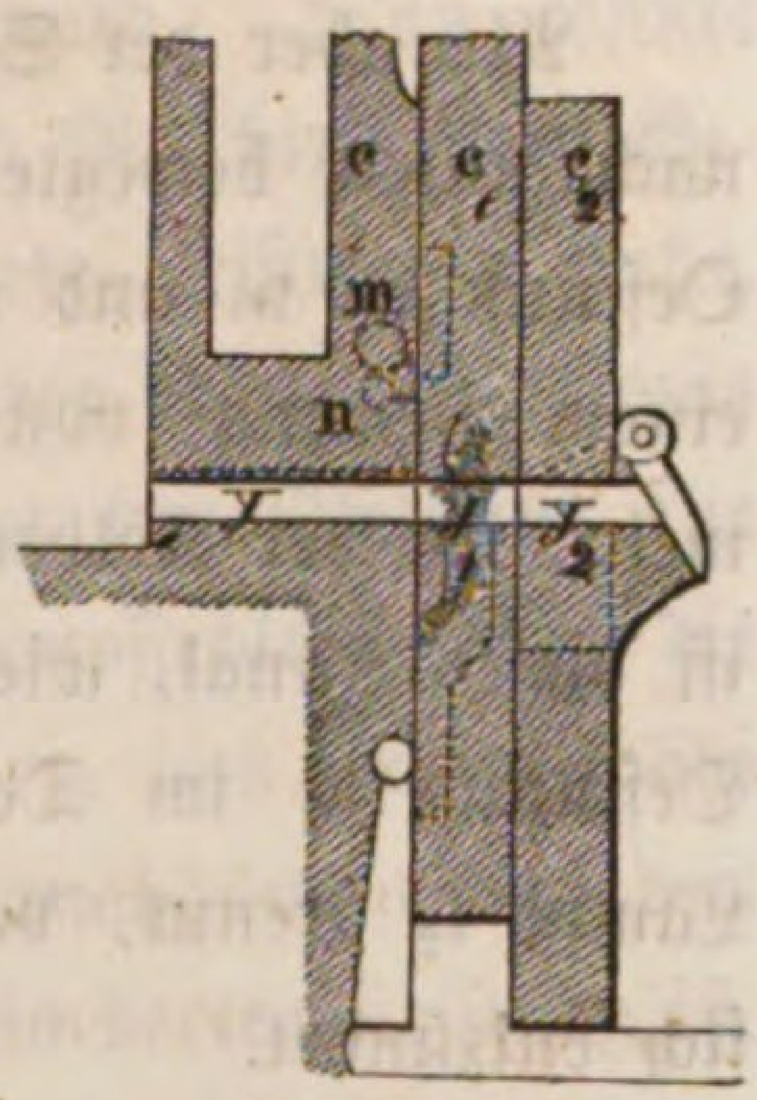


Fig. 42.

Während so der Schieber C_1 in seiner mittlern Stellung eine geraume Zeit verharrt, durchläuft der Kolben das untere Ende seines Weges und drückt die Verbrennungsproducte durch die oben genannten Kanäle und das Ventil v ins Freie. Gleichzeitig aber wird dabei der Hebel h_1 niedergedrückt, die Sperrklinke S_2 greift ins Sperrrad S_1 ein und beide Excentrics nehmen an der Bewegung der Achse Theil. Das eine E, welches den Schieber treibt, bewegt sich nach unten (wie man dies auch aus Fig. 38 deutlich erkennen kann); der Schieber geht also gleichfalls nach unten; das andere Excentric E_1 aber geht nach oben. Da dieses den Hebel h bewegt, der in unserer Figur hinter dem h_1 zu sehen ist und der mit seinem rechten Ende unter das Rock N der Zahnstange greift, so werden dadurch Hebel und Zahnstange oder Hebel und Kolben aufwärts bewegt. Während dieser Bewegung des Kolbens hat der niedergehende Schieber den Kanal y verschlossen und eine andere Verbindung hergestellt, die wir in Fig. 43 erblicken. Es ist nämlich der Kanal x der Cylinderwandung, der neben dem Kanal y liegt (Fig. 39), mit dem

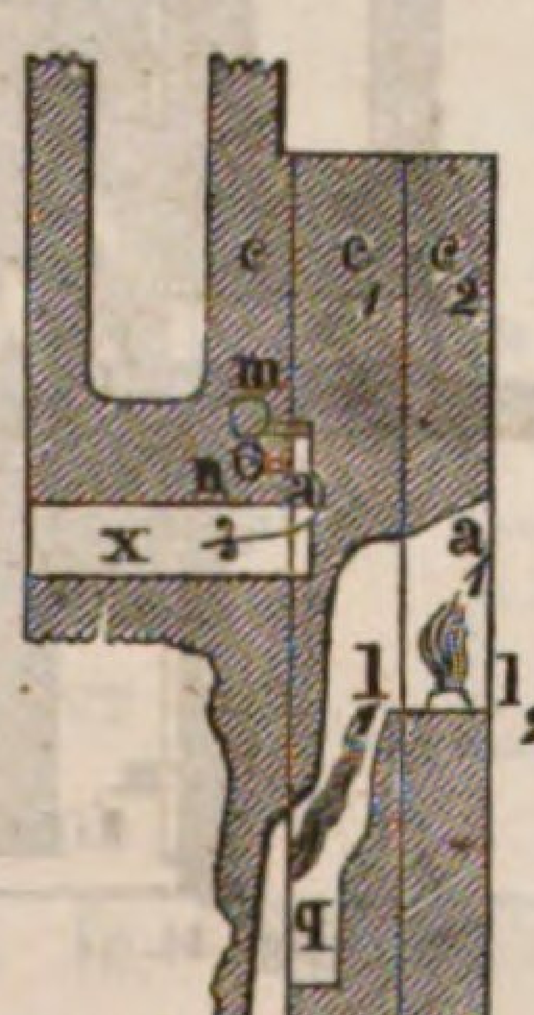
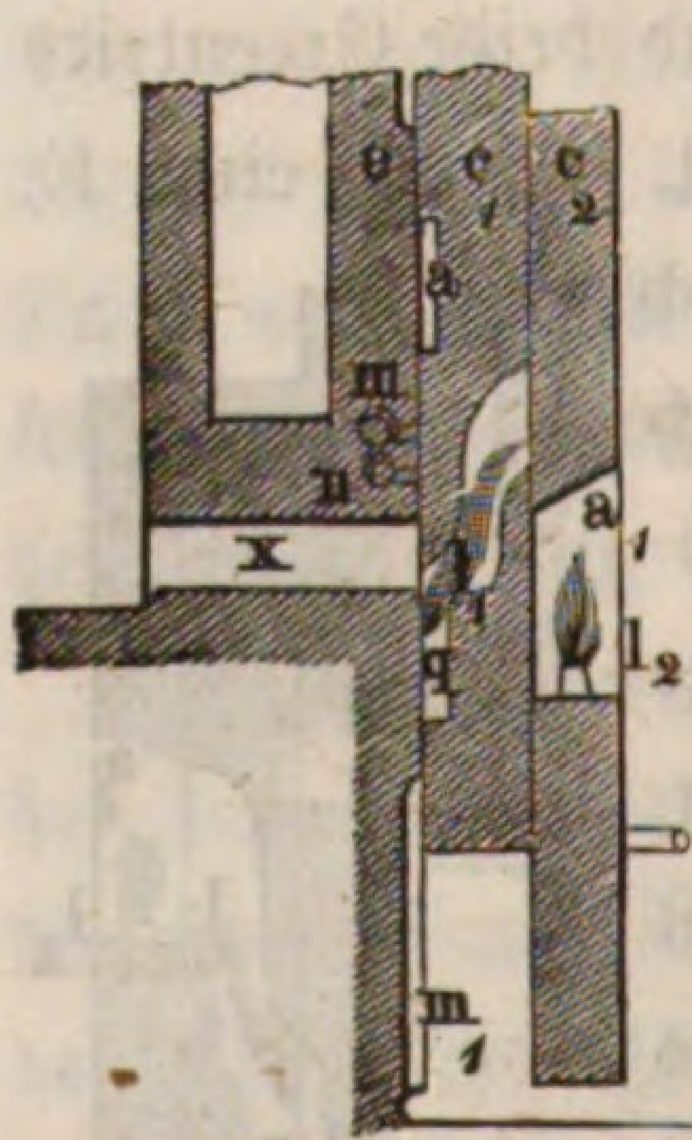


Fig. 43.

muschelförmigen Ausschnitt a des Schiebers C_1 in Verbindung getreten, wodurch gleichzeitig die kleinen Oeffnungen m und n, Fig. 43, von denen m mit der äußern Luft, n aber mit einer Gasleitung in Communication steht, mit dem Kanal x correspondiren. Auf diese Weise tritt also bei der Hebung des Kolbens das Gemenge von Luft- und Leuchtgas unter denselben.

Als aber der Schieber C_1 sich aus seiner mittlern Stellung nach unten bewegte, stand der Kanal q desselben mit jenen Oeffnungen m und n in Verbindung; derselbe konnte also mit einem Gemenge von Luft und Leuchtgas gefüllt werden. Nunmehr, wo der Kolben seine unterste Stellung eingenommen hat, ist dieser Kanal, wie man aus Fig. 43 deutlich ersieht, mit der Oeffnung a_1 im Deckel des Cylinders, in welchem die kleine Lampe l_2 brennt, verbunden worden und das Gasgemenge hat sich entzündet.

Nunmehr geht der Schieber rasch nach oben und nimmt nach wenigen Augenblicken die in Fig. 44 dargestellte Lage an.


Fig. 44.

Das entzündete Gas brennt während dessen noch fort, und indem nun q mit dem Kanal x, durch welchen vorhin das Gasgemenge in den Cylinder strömte, verbunden wird, entzündet sich auch sofort das ganze eingeschlossene und unter dem Kolben befindliche Gasgemenge. Durch die große Expansivkraft, welche dasselbe dadurch erhält, wird nun, wie schon oben bemerkt, der Kolben mit großer Geschwindigkeit in die Höhe geschleudert. Dabei hebt das Excentric E den Schieber noch etwas und führt ihn dann in seine mittlere Stellung zurück. Der Ausrücker h_1 und die Klinke S_2 schalten die Excentrics aus und diese, sowie der Schieber verharren in dieser Stellung so lange, bis sich der beschriebene Vorgang wiederholt.

Sehen wir nun zu, auf welche Weise der Gang der Maschine regulirt werden kann, oder wie man die Zahl der Hübe von derjenigen der Kurbelumdrehungen unabhängig macht.

In der Gasleitung befindet sich ein Hahn, durch dessen Stellung das Verhältniß des angesaugten Gemenges von Luft und Gas so regulirt werden kann, daß bei der Explosion der Kolben nur auf bestimmte Höhen geschleudert wird. Man könnte also auf diese Weise die Betriebskraft der Maschine nach Belieben verändern, indem man für geringere Leistungen mehr, für größere weniger Luft zu einer bestimmten Menge Leuchtgas hinzutreten ließ. Da jedoch der Nutzeffect der Maschine für eine gewisse Flughöhe am größten ist, so empfiehlt es sich, die ausgeübte Kraft in solcher Weise zu reguliren, daß die Flughöhe des Kolbens stets die gleiche bleibt, also unabhängig von der, von der Maschine in einer gewissen Zeit geforderten Leistung ist.

Die Erfinder erreichen dieses dadurch, daß sie die Zahl der Kolbenhübe von der als constant anzusehenden Umdrehungszahl der Achse unabhängig machen. Sie haben zu dem Ende in dem Abblaserohr (d. h. in dem, durch welches die Verbrennungsproducte entweichen) einen Hahn D (Fig. 38) angebracht, welcher, wenn er mehr oder minder weit geöffnet ist, jene Producte schneller oder langsamer entweichen läßt. Durch diese Anordnung kann man den Kolben schneller und langsamer niedergehen lassen. Da letzterer nämlich mit der Differenz der Spannungen der Atmosphäre und das eingeschlossenen Gasgemenges niedergeht, so bewegt er sich so lange mit der Peripheriegeschwindigkeit des Zahnkranzes, als im Innern des Cylinders die Spannung noch nicht bis auf 1 Atmosphäre gestiegen ist. Sobald diese erreicht worden, geht der Kolben durch sein eigenes Gewicht nieder. Ist nun D wenig geöffnet, so erfolgt dies Sinken langsamer, ist er

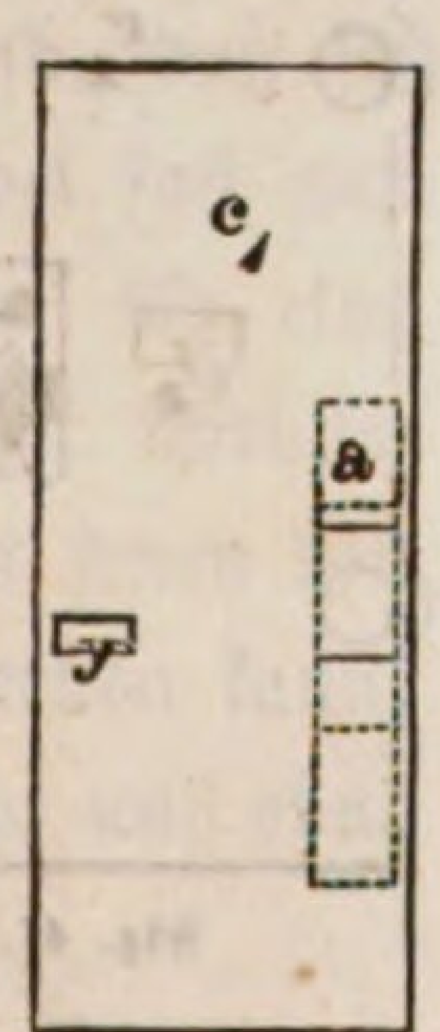


Fig. 45.

mehr geöffnet, so geschieht es schneller, während die Peripheriegeschwindigkeit der Schwungradwelle und der Scheibe ziemlich constant bleibt. Ist D vollständig geöffnet, so arbeitet die Maschine mit ihrer Maximalkraft; schließt man dagegen den

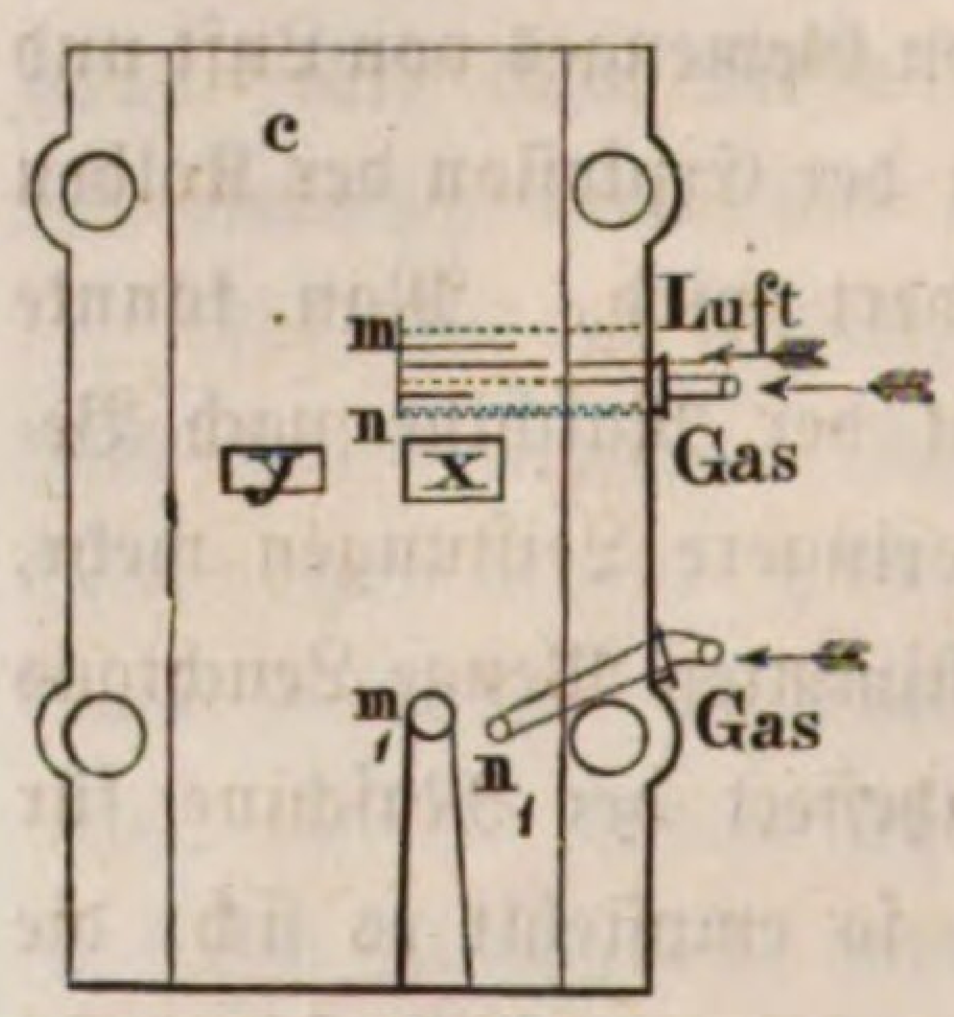


Fig. 46.

Hahn so viel, daß eine Verzögerung beim Entweichen der Verbrennungsproducte entsteht, so bleibt der Ausrücker h_1 länger in der gehobenen Stellung und die Umsteuerung findet langsamer statt. Die Stellung des Hahns D muß demnach abhängig gemacht werden von der, von der Maschine verlangten Leistung. Man kann folglich bei ungleichmäßigem Widerstande die Umdrehungszahl der Schwungradachse reguliren durch Verstellung dieses Hahnes oder überhaupt durch Verengung der Oeffnung des Abblaserohrs.

In den Figuren 45 bis 47 haben wir noch den Schieber

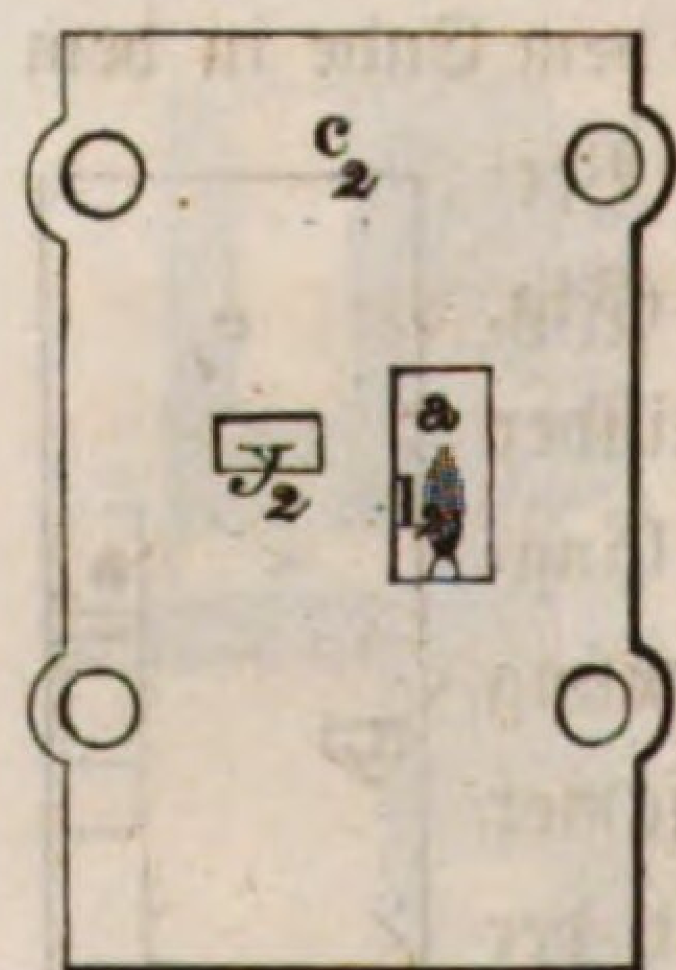


Fig. 47.

sowie die Schieberflächen am Cylinder und Deckel besonders gezeichnet.

Verlangt man eine selbstthätige Regulirung der Maschine, so hat man nur nöthig, den Hahn D mit etwa einem Schwungkugelregulator in passender Weise zu verbinden und letzteren durch die Umtriebswelle in Bewegung zu setzen.

Nach diesen Darlegungen wird man es nicht in Abrede stellen können, daß die Construction der atmosphärischen Gas-Maschine eine sehr durchdachte genannt zu werden verdient und daß sie unbedingt den genialsten Erfindungen dieses Jahrhunderts (wozu übrigens auch die Maschine von Ericsson gehört) würdig an die Seite gestellt werden darf.

Die Erfinder fügen ihrer Beschreibung in dem oben citirten Journal noch Folgendes hinzu:

„Die atmosphärische Gasmaschine unterscheidet sich von den frühern Gasmaschinen sehr wesentlich in folgenden Punkten:

1. Es wird bei derselben den in der Einleitung ausgesprochenen physikalischen Grundsätzen vollständig Rechnung getragen.
2. Die Wirkungsweise des Kolbens ist eine unterbrechende.
3. Ein eigenthümlich construirtes Schaltwerk überträgt die niedergehende Bewegung des Kolbens auf die Schwungradwelle.
4. Die Construction des Steuerungsmechanismus und des Schiebers ist wesentlich anders, als bei den beiden andern Gasmaschinen.
5. Man ist im Stande, durch Veränderung der Zahl der Kolbenhübe bei constanter Umdrehungszahl der Schwungradwelle die Leistung der Maschine zu reguliren."

Was übrigens die Gasmaschinen vor den andern, gewöhnlichen Heißluftmaschinen auszeichnet, ist der Umstand, daß sie sehr leicht in Gang gesetzt werden können und dabei fast gar keiner oder nur einer geringen Bedienung bedürfen. An eine Gefahr ist bei denselben ebensowenig wie bei allen übrigen Heißluftmaschinen zu denken. Dagegen haben sie vor jenen den Nachtheil, daß man sie nur an solchen Orten aufstellen kann, wo Leuchtgas zu haben ist oder wo sich dasselbe leicht und ohne große Kosten herstellen läßt.

Theorie der atmosphärischen Gasmaschine.

Es möge T_0 wieder die absolute Temperatur des Gasgemenges von a Kubikmeter Luft mit 1 Kubikmeter Gas sein; T_1 bezeichne die absolute Temperatur nach der Entzündung;

alsdann beträgt die Zunahme der Temperatur nach Seite 245, wenn angenommen wird, daß von der Wärme, welche je 1 Kubikmeter Gas bei seiner Verbrennung liefert, 1 — : Wärmeeinheiten direct entzogen werden

$$T_1 - T_0 = \frac{1}{c} \cdot \frac{\alpha K}{1,225\,a + 0,535}$$

wo $c = \frac{0,1684\,a + 0,286}{a + 0,48}$ zu setzen ist.

Nach den Versuchen ist das Verhältniß, in welchem Luft und Leuchtgas mit einander vermengt werden, $= 8:1$. Nehmen wir also $a = 8$, so entsteht:

$$c = \frac{0,1684 \cdot 8 + 0,286}{8,48} = 0,190.$$

Setzen wir nun $\alpha = {}^2/_3$, so erhalten wir, da $K = 5580$ ist:

$$T_1 - T_0 = \frac{1}{0,19} \cdot \frac{{}^2/_3 \cdot 5580}{10,335} = \frac{3720}{1,964}$$

oder

$$T_1 - T_0 = 1894^0.$$

Für $T_0 = 273 + 15 = 288^0$ gesetzt, giebt:

$$T_1 = 1894 + 288 = 2182^0.$$

Die Verdichtung D_1 beträgt nach Seite 246:

$$D_1 = \frac{a^2 + 1,48\,a + 0,48}{a^2 + 1,2667\,a + 0,3625} = 1,024.$$

Daher die Spannung p_1 nach der Entzündung, wenn die Expansion der atmosphärischen Luft p_0 beträgt:

$$p_1 = \frac{1}{D_1} \cdot \frac{T_1}{T_0}\, p_0.$$

Nach Einsetzung der bestimmten Zahlen, ergiebt sich:

$$p_1 = \frac{1}{1,024} \cdot \frac{2182}{288} = \frac{1}{1,024} \cdot 7,58 = 7,4$$ Atmosphären (beinahe).

Das Aenderungsgesetz beim Aufflug des Kolbens möge nun durch die Gl.

$$p\,v^n = p_1\,v_1^n$$

dargestellt werden. (Bei der Lenoir'schen Maschine war bekanntlich $n = 2$.)

Die Arbeit, welche ein Gasvolumen bei seiner Ausdehnung verrichtet, wenn das Aenderungsgesetz

$$p^m v^n = p_1^m v_1^n$$

ist, beträgt nach Früherem:

$$L = \frac{m}{n-m} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V}\right)^{\frac{n-m}{m}} \right].$$

Da wir nun angenommen haben, m sei $= 1$, so ist in diesem Falle die Leistung:

$$L = \frac{1}{n-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V}\right)^{n-1} \right],$$

dabei bezeichnet V_1 das kleinste und V das größte Volumen oder V_1 das vor und V dasjenige nach der Ausdehnung.

Bezeichnen wir jetzt den Querschnitt des Cylinders mit F (Quadratmeter), die Höhe, auf welche der Kolben geschleudert wird, vom Boden des Cylinders gemessen, mit s (Meter), die Höhe aber, welche das Gas-Gemenge vor seiner Entzündung einnimmt, mit e_1 s (Meter), wo e_1 also ein echter Bruch ist, so ergiebt sich:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{F e_1 s}{F s} = e_1$$

und wir haben wieder, ähnlich wie früher:

$$L = \frac{1}{n-1} F s e_1 p_1 (1 - e_1^{n-1}).$$

Und wenn $n - 1$ sowie e_1 und p_1 in die Klammer gesetzt werden und der atmosphärische Druck p_0 eingeführt wird:

$$L = F s p_0 \left[\frac{p_1}{p_0} \cdot \frac{e_1}{n-1} (1 - e_1^{n-1}) \right].$$

Diese Leistung wird nun in folgender Weise verwandt.

Ein Theil derselben ertheilt dem Kolben lebendige Kraft, schleudert denselben also auf eine gewisse Höhe; ein anderer

Theil dient zur Ueberwindung des Luftwiderstandes und ein dritter hat die Kolbenreibung zu überwinden.

Die Ueberwindung des Luftwiderstandes erfordert offenbar die Arbeit

$$F s p_0 (1 - e_1).$$

Bezeichnen wir die Kolbenreibung mit R, so haben wir zu deren Ueberwindung die Arbeit

$$R s (1 - e_1)$$

nothwendig, oder wenn wir nach Herrn Professor Grashof $R = \varrho F p_0$ setzen:

$$\varrho F p_0 s (1 - e_1).$$

Ist ferner P das Gewicht des Kolbens sammt Zahnstange, so beträgt die mechanische Arbeit, welche demselben die lebendige Kraft ertheilt, vermöge welcher er auf die Höhe $s - e_1 s = s(1 - e_1)$ steigt:

$$P s (1 - e_1).$$

Und wird auch hier $P = \pi F p_0$ gesetzt:

$$\pi F p_0 s (1 - e_1).$$

Diese drei Arbeiten zusammengenommen sind also derjenigen des Gases gleich, welche dasselbe bei seiner Ausdehnung leistet. Wir haben also:

$$F s p_0 \left[\frac{p_1}{p_0} \cdot \frac{e_1}{n-1} (1 - e_1^{n-1})\right]$$
$$= F s p_0 [1 - e_1 + \varrho (1 - e_1) + \pi (1 - e_1)]$$

oder

$$\frac{p_1}{p_0} \cdot \frac{e_1}{n-1} (1 - e_1^{n-1}) = (1 + \varrho + \pi)(1 - e_1).$$

Und wenn man der Kürze wegen statt $\frac{p_1}{p_0}$: m setzt:

$$\frac{1 - e_1^{n-1}}{n-1} = \frac{(1 + \varrho + \pi)(1 - e_1)}{m e_1}.$$

Da nun ϱ, π, e_1 und m als bekannt vorausgesetzt werden, so kann man n aus dieser Gl. bestimmen.

Nach den Untersuchungen des Herrn Professors Meidinger

war für eine $^1/_2$ pferdekräftige Gasmaschine der in Rede stehenden Art $F = 0{,}01767$ □Meter, $s = 0{,}99$ Meter (beim vollen Aufflug des Kolbens), $e_1 = 0{,}114$ Meter, $P = 21{,}8$ Kilogramm und $R = 7$ Kilogramm.

Hiernach haben wir:

$$P = \pi F p_0 = 21{,}8$$

also

$$\pi = \frac{21{,}8}{0{,}01767 \cdot 10334} = 0{,}119$$

ferner:

$$R = \varrho F p_0 = 7$$

mithin

$$\varrho = \frac{7}{0{,}01767 \cdot 10334} = 0{,}038.$$

Substituiren wir diese Werthe in die letzte Gl., so ergiebt sich:

$$\frac{(1 + 0{,}038 + 0{,}119)(1 - 0{,}114)}{7{,}4 \cdot 0{,}114} = \frac{1 - e_1^{\,n-1}}{n-1}$$

$$1{,}215 = \frac{1 - e_1^{\,n-1}}{n-1}$$

oder

$$1{,}215\, n - 2{,}215 = - e_1^{\,n-1}$$

$$e_1^{\,n-1} + 1{,}215\, n = 2{,}215.$$

Dieser Gl. wird sehr nahe Genüge geleistet für $n = 1{,}60$. Man erhält dann nämlich:

$$(0{,}114)^{0{,}60} + 1{,}215 \cdot 1{,}60 = 2{,}2157$$

also $\frac{7}{10000}$ zu viel.

Die Gl.

$$p\, v^{1{,}60} = p_1\, v_1^{\,1{,}60}$$

würde somit das Aenderungsgesetz beim Auftrieb des Kolbens darstellen.

Nachdem dieses Gesetz bekannt ist, sind wir auch im Stande, Spannung und Temperatur am Ende des Kolbenhubes zu berechnen. Bezeichnen wir jene Spannung mit p, so haben wir aus obiger Gl.

$$p = p_1 \left(\frac{V_1}{V}\right)^{1{,}60}.$$

Da $p_1 = 7{,}4$ und $\frac{V_1}{V} = 0{,}114$ ist, so entsteht:

$$p = 7{,}4 (0{,}114)^{1{,}60} = 7{,}4 \times 0{,}03098 = 0{,}2293 \text{ Atmosphären.}$$

Es ist also die Spannung am Ende des Kolbenhubes **tief unter** die der **Atmosphäre herabgegangen**.

Der Anschaulichkeit wegen haben wir das Aenderungsgesetz des Gases beim Aufflug des Kolbens in Fig. 48 graphisch dargestellt. Es bezeichnet hier O e die Höhe des Kolbens über dem Boden des Cylinders in dem Momente, wo das Gas entzündet wird; O f ist circa die drei-, O g die sechsfache Höhe davon und O h endlich ist die ganze Hubhöhe des Kolbens. In f beträgt die Spannung circa 1,35 Atmosphären; diese ist durch die Linie f b dargestellt. Bei g ist die Spannung auf g c = 0,45 Atmosphären gesunken u. s. f. Durch Verbindung der Punkte a, b, c, d ist also die Curve a b c d erhalten worden, welche das in Rede stehende Aenderungsgesetz repräsentirt. Wir sehen, daß bei einer Höhe von stark 0,33 Meter über dem Cylinderboden die Spannung schon auf 1 Atmosphäre herabgegangen ist, insofern die Linie e m = h n den Druck von 1 Atmosphäre, vermehrt um das Gewicht des Kolbens, darstellt.

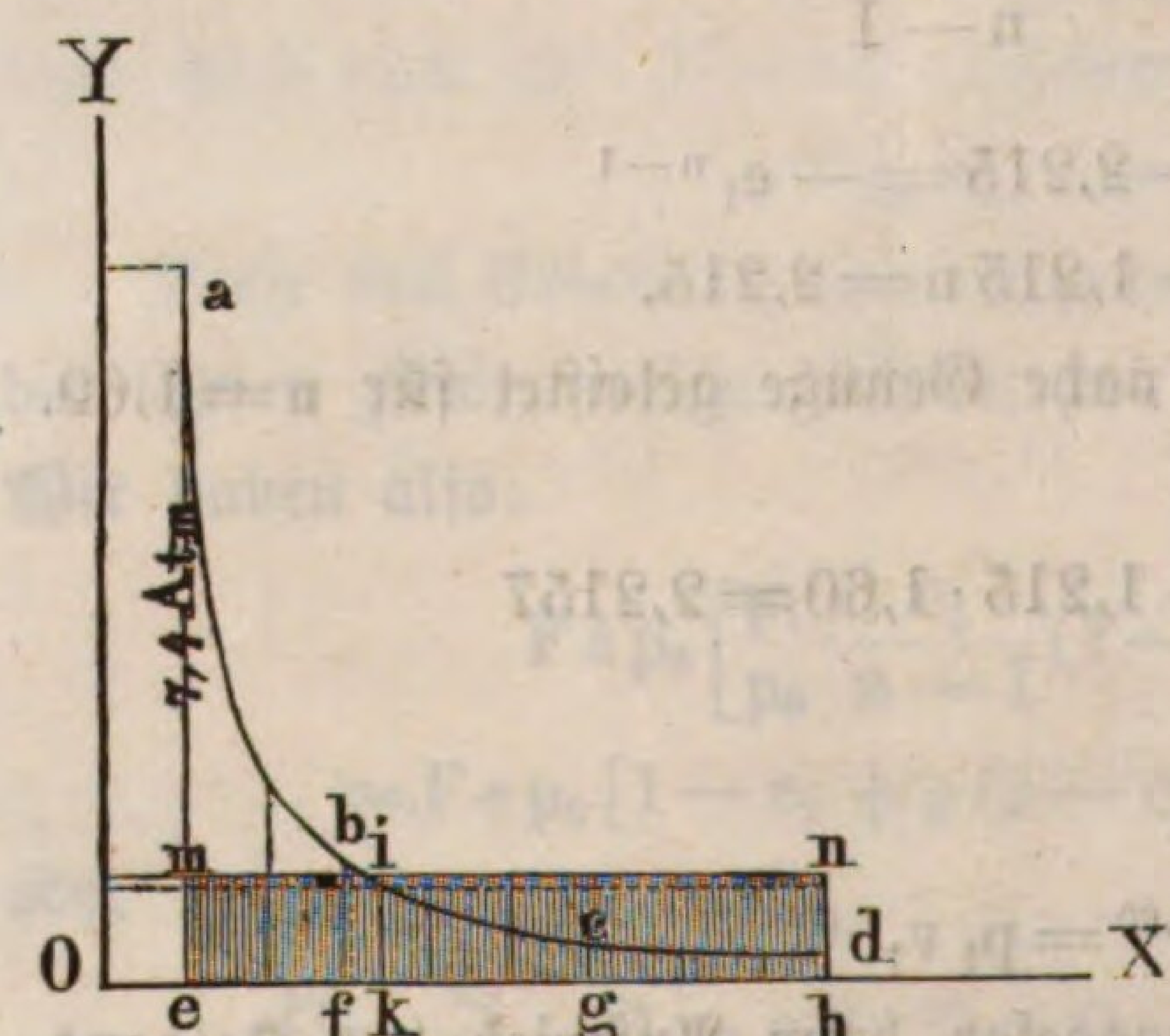


Fig. 48.

Auf dem Wege von e bis k bezeichnet also die Fläche a b i m den Ueberschuß der Arbeit des Gases über die, welche die Ueberwindung des Luftdrucks, der Kolbenreibung und die Hebung des Kolbengewichts erfordert. Dieser Ueberschuß ertheilt dem Kolben seine lebendige Kraft, vermöge welcher er nun auf dem Wege von k bis h oder von i bis n

den Luftwiderstand und die Kolbenreibung überwindet und gleichzeitig sein eigenes Gewicht auf die Höhe i n hebt. Während dessen leistet freilich auch das eingeschlossene Gas eine Arbeit, welche durch die Fläche i c d h k repräsentirt wird. Wenn man also diese Arbeit zu der lebendigen Kraft des Kolbens addirt, so erhält man die Leistung, welche auf Ueberwindung des Luftwiderstandes, der Kolbenreibung und auf diejenige der Hebung des Kolbengewichtes verwandt wird.

Ist nun ferner T die absolute Temperatur bei der höchsten Stellung des Kolbens, so erhält man für dieselbe:

$$\frac{T}{T_1} = (0{,}114)^{\frac{1{,}60-1}{1}} = (0{,}114)^{0{,}60} = 0{,}2717.$$

Da $T_1 = 2182^0$ ist, so haben wir:

$$T = 2182 \cdot 0{,}2717 = 593^0$$

und nach dem hunderttheiligen Thermometer:

$$t = 593 - 273 = 320^0,$$

also noch immerhin eine bedeutend hohe Temperatur.

Die nützliche Arbeit, welche die Maschine liefert, wird nun beim Niedergehen des Kolbens durch das Gewicht desselben und durch den Luftdruck gewonnen. Diese Arbeit wird aber nicht ganz zur Bewegung der Maschine verwandt; ein Theil derselben dient dazu, die eingeschlossene Luft wieder bis zur Spannung der Atmosphäre zu comprimiren, und dieselbe alsdann durch das Auslaßventil entweichen zu lassen. Da diese Compression nur mit der Umfangsgeschwindigkeit des Zahnkranzes erfolgt, verhältnißmäßig also ziemlich langsam, so hat ein Theil der dabei freiwerdenden Wärme Zeit, durch die Wände des Cylinders ins Freie zu entweichen, zudem wird aber auch ein anderer Theil durch das Kühlwasser, welches den Cylinder bis circa zu $^1/_3$ seiner Höhe umgiebt, abgeleitet. In Folge dessen sinkt sogar während der Verdichtung des Gasgemenges die Temperatur herunter, und die entweichenden Verbrennungs-

producte haben nach Meidinger durchschnittlich nur noch eine Wärme von 200° C., also eine absolute Temperatur von 200 + 273 = 473°. Ein anderer Theil jener nützlichen Arbeit dient zur Ueberwindung der Kolbenreibung.

Hiernach können wir nun leicht berechnen, in welcher Höhe über dem Cylinderboden das Ablaßventil geöffnet wird, oder bei welcher Höhe desselben die Verbrennungsproducte sich auf 1 Atmosphäre wieder verdichtet haben.

Nach Früherem beträgt das Luftgewicht G vom Volumen V, der Spannung p und der absoluten Temperatur T:

$$G = \frac{p\,V}{R\,T}.$$

Bei unserer Maschine, wo wir es nicht mit reiner Luft, sondern mit einem Gemenge von Luft, Kohlensäure u. s. w. zu thun haben, hat R offenbar einen andern Werth. Setzen wir denselben $= R_1$, so muß doch das Gewicht G im Augenblicke nach der Entzündung ausgedrückt werden können durch die Gl.

$$G = \frac{p_1\,F\,e_1\,s}{R_1\,T_1}.$$

Unter der Voraussetzung, daß keine Luftverluste stattgefunden haben, muß dies Gewicht bei jeder Stellung des Kolbens dasselbe sein, also auch dann, wenn der niedergehende Kolben das Gasgemenge auf den atmosphärischen Druck p_0 comprimirt hat. Ist alsdann die absolute Temperatur $= T_2$ und das in jenem Momente abgesperrte Gasvolumen $F\,e_2\,s$, unter $e_2\,s$ den Abstand des Kolbens vom Cylinderboden verstanden, so hat man:

$$G = \frac{p_0\,F\,e_2\,s}{R_1\,T_2}.$$

Aus diesen beiden Gln. folgt durch Gleichsetzen:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{e_2}{e_1} \cdot \frac{T_1}{T_2}$$

oder

$$e_2 = \frac{p_1}{p_0} \cdot \frac{e_1\,T_2}{T_1}.$$

Da nun p_1, e_1, T_2 und T_1 bekannt sind, so läßt sich e_2 berechnen.

Nach Substitution der wirklichen Werthe finden wir

$$e_2 = 7{,}4 \cdot \frac{0{,}114 \cdot 473}{2182} = 0{,}183.$$

Da $s = 0{,}99^m$ war, so erhält man für die gedachte Höhe $e_2 s$:

$0{,}183 \cdot 0{,}99 = 0{,}181$ Meter $= 18{,}1$ Centimeter oder Neuzoll.

Das Aenderungsgesetz für den Niedergang des Kolbens sei nun:

$$p\, v^{n_1} = p_0\, v_0^{n_1},$$

unter p und v Spannung und specifisches Volumen bei der höchsten Stellung und unter p_0 und v_0 Spannung und specifisches Volumen in der Höhe $e_2 s$ des Kolbens verstanden.

Es ist dann auch:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{n_1} = \left(\frac{F\, e_2\, s}{F\, s}\right)^{n_1} = e_2^{n_1}.$$

Für das Aenderungsgesetz beim Aufflug des Kolbens hatte man:

$$p\, v^n = p_1\, v_1^{\,n}$$

oder
$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V}\right)^n = \left(\frac{F\, e_1\, s}{F\, s}\right)^n = e_1^{\,n}.$$

Dividiren wir die beiden Gln. für $\frac{p}{p_0}$ und $\frac{p}{p_1}$ durch einander, so erhalten wir:

$$e_2^{n_1} = \frac{p_1}{p_0}\, e_1^{\,n}.$$

Und hieraus berechnet sich n_1.

Setzen wir statt der allgemeinen Zahlen die berechneten Werthe, so entsteht:

$$(0{,}183)^{n_1} = 7{,}4 \cdot 0{,}114^{1{,}60}$$

oder

$$n_1 \log 0{,}183 = \log 7{,}4 + 1{,}60 \log 0{,}114$$

daher
$$n_1 = \frac{\log 7{,}4 + 1{,}60 \log 0{,}114}{\log 0{,}183}$$
$$n_1 = 0{,}866.$$

Demnach hätten wir für das Aenderungsgesetz beim Niedergehen des Kolbens:

$$p\,v^{0,866} = p_0\,v_0^{0,866}.$$

Nunmehr können wir auch die mechanische Arbeit berechnen, welche zur Compression der Verbrennungsproducte von p auf p_0 nothwendig ist.

Dieselbe beträgt:

$$L = \frac{1}{n_1 - 1} p_0 F e_2 s (1 - e_2^{n_1 - 1})$$
$$= F s p_0 \times \frac{e_2 - e_2^{n_1}}{0{,}866 - 1} = F s p_0 \cdot \frac{e_2 - e_2^{n_1}}{-0{,}134} = F s p_0 \cdot \frac{e_2^{n_1} - e_2}{0{,}134}.$$

Ferner hat die atmosphärische Luft und das niedersinkende Gewicht die Kolbenreibung zu überwinden, diese beträgt:

$$\varrho F s p_0 (1 - e_2).$$

Demnach die Arbeit für beide Widerstände:

$$F s p_0 \left[\varrho (1 - e_2) + \frac{e_2^{n_1} - e_2}{0{,}134}\right].$$

Die Arbeit aber, welche der Luftdruck und der niedersinkende Kolben leisten, ist:

$$F s p_0 [1 - e_2 + \pi (1 - e_2)] = F s p_0 (1 + \pi)(1 - e_2).$$

Wird von dieser Arbeit die vorige abgezogen, so folgt die theoretische Nutzleistung pro Spiel:

$$F s p_0 \left[(1 + \pi)(1 - e_2) - \varrho (1 - e_2) - \frac{e_2^{n_1} - e_2}{0{,}134}\right]$$
$$= F s p_0 \left[(1 + \pi - \varrho)(1 - e_2) - \frac{e_2^{n_1} - e_2}{0{,}134}\right].$$

Und werden in der Minute u Spiele gemacht, so ist die secundliche Leistung:

$$L_s = \frac{u}{60} F s p_0 \left[(1 + \pi - \varrho)(1 - e_1) - \frac{e_2^{n_1} - e_2}{0{,}134}\right] \text{ Klgrmmtr.}$$

Oder da $p_0 = 10334$ ist:

$$L_s = 172{,}23\,F\,s\,u\left[(1+\pi-\varrho)(1-e_2)-\frac{e_2^{\,n_1}-e_2}{0{,}134}\right]$$

Kilogrammmeter ······ (LXXX).

In Pferdestärken:

$$N = 2{,}296\,F\,s\,u\left[(1+\pi-\varrho)(1-e_2)-\frac{e_2^{\,n_1}-e_2}{0{,}134}\right]\cdots\cdots(\text{LXXX}).$$

Zahlenbeispiel. Wie groß ist nach der vorletzten Formel die theoretische Leistung der atmosphärischen Gasmaschine, mit der Herr Professor Meidinger experimentirte und bei welcher $F = 0{,}01767$ □Meter, $s = 0{,}99$ Meter, $e_1 = 0{,}114$, $P = 21{,}8$ Kilogramm, $R = 7$ Kilogramm, $u = 34$ und $T_2 = 273 + 200 = 473^0$ war?

Es ist zunächst nach den früheren Berechnungen: $1+\pi-\varrho = 1 + 0{,}119 - 0{,}038 = 1{,}081$. Ferner $1 - e_2 = 1 - 0{,}183 = 0{,}817$. Daher $(1+\pi-\varrho)(1-e_2) = 1{,}081 \times 0{,}817 = 0{,}8832$.

Sodann $e_2^{\,n_1} = 0{,}2297$ und $e_2^{\,n_1} - e_2 = 0{,}2297 - 0{,}183 = 0{,}0467$. Also $\frac{e_2^{\,n_1}-e_2}{0{,}134} = \frac{0{,}0467}{0{,}134} = 0{,}349$. Demnach: $(1+\pi-\varrho)(1-e_2) + \frac{e_2^{\,n_1}-e_2}{0{,}134} = 0{,}8832 - 0{,}349 = 0{,}5342$. Für $F\,s\,u$ haben wir: $0{,}01767 \times 0{,}99 \times 34 = 0{,}5947$, also $F\,s\,u\left[(1+\pi-\varrho)(1-e_2)-\frac{e_2^{\,n_1}-e_2}{0{,}134}\right] = 0{,}5947 \times 0{,}5342 = 0{,}3177$. Wird dies Resultat endlich mit 172,23 multiplicirt, so entsteht für die theoretische Leistung in Meterkilogrammen : 54,75.

Der Versuch gab 40 Meterkilogramm, es würde somit der Wirkungsgrad dieser Maschine sein : $\frac{40}{54{,}75} = 0{,}73$.

Nach Herrn Professor Grashof läßt sich der Wirkungsgrad der in Rede stehenden Maschine, wenn dieselbe sehr sorgfältig und in kurzen Intervallen geschmiert wird, durch folgende

Formel ausdrücken:

$$y = 0{,}838 - 0{,}054 \frac{z}{u},$$

in welcher z die Umdrehungszahl der Schwungrad- oder Steuerwelle bezeichnet. — Da bei Meidinger's Versuch $z = 75$ war, so würde man erhalten:

$$y = 0{,}838 - 0{,}054 \frac{75}{34} = 0{,}72$$

also mit dem oben berechneten fast vollkommen übereinstimmend.

Für den gewöhnlichen praktischen Betrieb setzt Grashof circa

$$y = 0{,}79 - 0{,}07 \frac{z}{u}.$$

Hiernach ergiebt sich also der wirkliche Effect einer atmosphärischen Gasmaschine zu:

$$N = 2{,}296\, F s u y \left[(1 + \pi - \rho)(1 - e_2) - \frac{e_2^{\,n_1} - e_2}{0{,}134} \right]$$

Pferdestärken ······ (LXXXI).

Aus einem Circular der Erfinder entnehmen wir noch Folgendes.

Durch die Otto-Langen'sche Gas-Kraftmaschine wird der kleinen Industrie eine bequeme und vortheilhafte Betriebskraft geboten.

Diese Maschine kann nämlich ohne Anstand in bewohnten Räumen aufgestellt werden, da ihr Betrieb ganz gefahrlos ist; außerdem erfordert sie wenig Raum.

Der Verbrauch an Leuchtgas beträgt per Stunde und (gebremste) Pferdekraft, je nach der Größe der Maschine, durchschnittlich nur circa 1 Kubikmeter, entsprechend weniger jedoch, wenn die Maschine nicht auf volle Leistung beansprucht wird.

Die Ausgabe für das consumirte Leuchtgas (oder auch Wasserstoffgas) ist der einzige Kostenpunkt des Betriebes;

Arbeitslöhne für die Bedienung der Maschine erwachsen in keiner Weise.

Das zur Kühlung des Cylinders angewendete Wasser bedarf keiner Erneuerung, seine Erwärmung übersteigt nicht 50°.*)

Preis der Maschine mit daran befindlicher Gasleitung, Abschlußhähnen und Gassammler, sowie Wasserbehälter von Zink und 3′ Abzugsrohr für die Verbrennungsproducte:

1/2 Pferdekraft	375 Thlr.	mit Regulator 40 Thlr. mehr.
1 „	475 „	
2 „	600 „	

(Wie schon oben bemerkt, sind diese Preise in der letztern Zeit in die Höhe gegangen, da die Maschine immer mehr Verbreitung gefunden hat.)

---

*) Nach Meidinger's Versuchen belief sich die Menge des Kühlwassers für jene 1/2 pferdekräftige Maschine auf 70 Liter. Es befand sich ohne Ersatz in selbstthätiger Circulation und trat im Beharrungszustande, zu dessen Eintritt es eines 10stündigen ununterbrochenen Ganges der Maschine bedurfte, aus dem mantelförmigen Kühlraum mit 83° C. aus und kehrte mit 67° C. in denselben zurück.

Zwölfter Abschnitt.

Formeln für die Geschwindigkeit, mit welcher Luft aus Gefäßen fließt, abgeleitet nach den Principien der mechanischen Wärmetheorie.

In nebenstehender Figur 49 möge der Raum zwischen den beiden Kolben HI und G in dem Gefäße ABCD und der Röhre EF mit Wasser oder einer andern tropfbaren Flüssigkeit angefüllt sein. Der Kolben HI werde pro Quadratmeter mit p Kilogramm von links nach rechts, der G (pro Quadratmeter) mit p_1 Kilogramm von rechts nach links gedrückt, und es sei $p_1 < p$.

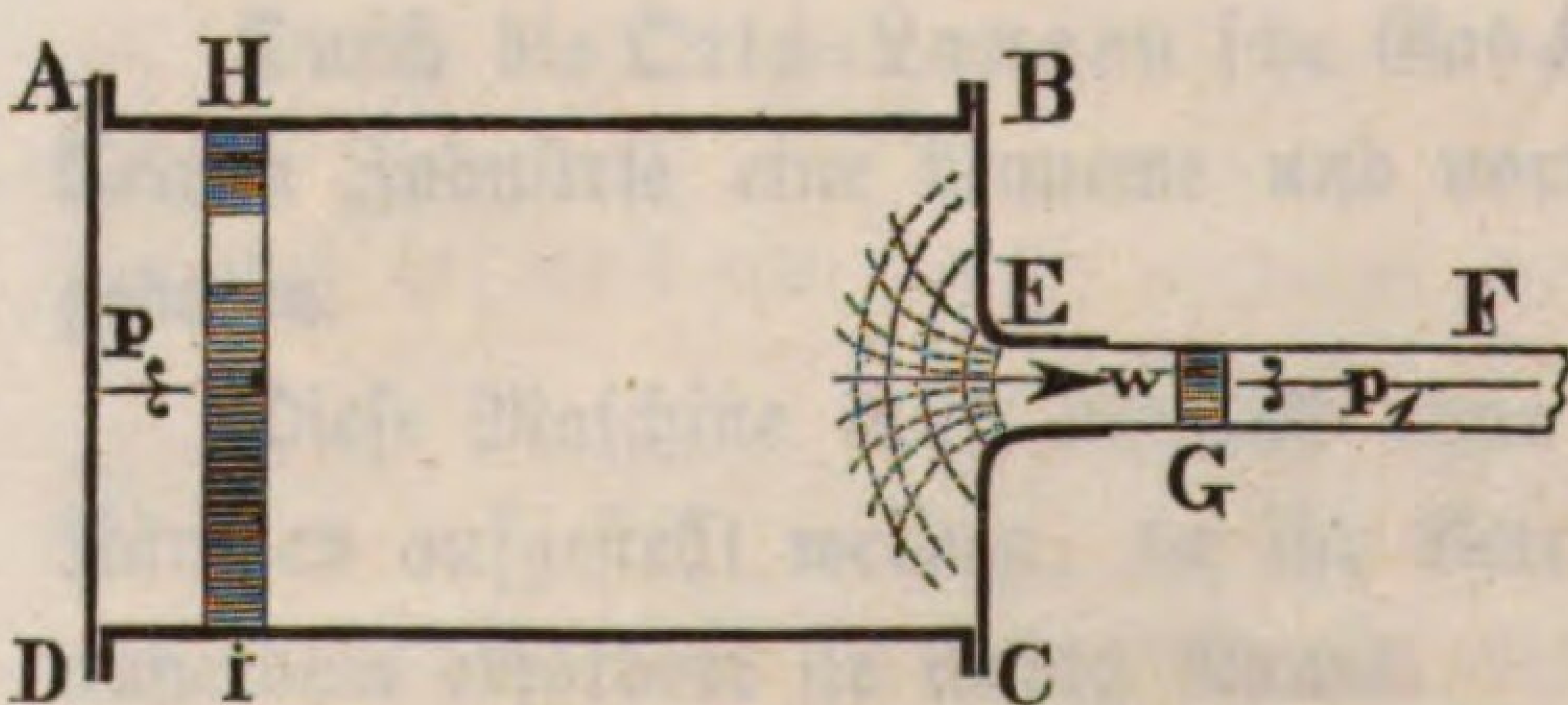


Fig. 49.

Ist die Fläche des erstern Kolbens $= F$, die des andern $= f$, so beträgt der Gesammtdruck auf jenen Fp nnd der auf diesen fp_1. Bezeichnen wir den Weg, den der größere Kolben in einer gewissen Zeit, z. B. in 1 Secunde zurücklegt, mit s, und den, welchen der andere in derselben Zeit durchläuft, mit s_1, so haben wir für die Arbeit, welche die Kraft Fp verrichtet: Fps

und für diejenige, welche der Widerstand $f p_1$ in Anspruch nimmt: $f p_1 s_1$. Füllt das Wasser den Raum zwischen beiden Kolben bei jeder Stellung derselben stets aus, so muß

$$F s = f s_1$$

sein, oder es muß sich verhalten: $F : f = s_1 : s$.

Indem nun die Wassertheilchen aus dem weitern Gefäße in das engere übergehen, erlangen sie natürlich eine größere Geschwindigkeit. Für den Fall, daß s und s_1 die Wege in 1 Secunde bezeichnen, geht die kleinere Geschwindigkeit s in die größere s_1 über. Die während 1 Secunde übergegangene Wassermasse beträgt aber: $F s$ oder $f s_1$ (Kubikmeter). Wiegt die Kubikeinheit γ Kilogramm, so hat man für das Gewicht des übergegangenen Wassers: $F s \gamma = f s_1 \gamma$ Kilogramm. Die Arbeit $F p s$, welche links von der Kraft $F p$ verrichtet wird, hat demnach nicht blos die Arbeit $f p_1 s_1$ des Widerstandes $f p_1$ zu leisten, sondern auch dem Gewichte $F s \gamma = f s_1 \gamma$ eine größere lebendige Kraft zu ertheilen. Wir haben demnach für den Beharrungszustand des Wassers (Bewegung mit gleichförmiger Geschwindigkeit im Gefäße und in der Röhre) folgende Gl.:

$$F p s = f p_1 s_1 + \frac{s_1^2 - s^2}{2 g} F s \gamma$$

oder $$F p s - f p_1 s_1 = \frac{s_1^2 - s^2}{2 g} F s \gamma,$$

d. h. die Differenz der Arbeit und des Widerstandes vergrößert die lebendige Kraft der pro Secunde übergegangenen Wassermasse oder deren Geschwindigkeit. (Dabei sehen wir von dem Verluste an Geschwindigkeit ganz ab, der beim Durchströmen durch die Oeffnung bei E entsteht.) Jener Ueberschuß der Arbeit von Seiten der Kraft muß also stets vorhanden sein, wenn eine derartige Geschwindigkeitsveränderung stattfinden soll.

Ist s gegen s_1 sehr klein, so kann man im Zähler des Bruches s^2 gegen s_1^2 vernachlässigen, und hat dann die Gl.:

$$F p s - f p_1 s_1 = \frac{s_1^2}{2g} F s \gamma$$

oder statt $s_1^2 : w^2$ gesetzt:

$$F p s - f p_1 s_1 = \frac{w_2}{2g} F s \gamma \cdots\cdots (1).$$

Wäre nun aber der Raum zwischen beiden Kolben anstatt mit einer tropfbaren mit einer expansiven Flüssigkeit, z. B. mit atmosphärischer Luft angefüllt, so würde die Sache etwas anders sein. Vermöge der Natur der Gase haben sie das Bestreben, sich auszudehnen (was schon in dem Worte: „expansive Flüssigkeiten" liegt) und folgen auch diesem Bestreben stets, wenn der Druck auf der einen Seite derselben geringer ist, als der auf einer andern. Da dies in dem vorliegendem Falle zutrifft, so wird auch eine solche Ausdehnung stattfinden. Dieselbe wird sich aber vorzüglich nur auf diejenigen Gastheilchen erstrecken, welche sich in der Nähe der Mündung E befinden und vielleicht nicht weit über die punktirten Bogen hinüber gehen. Auch darf man annehmen, daß die Ausdehnung irgend eines solchen Theilchens in der Art erfolge, daß die innere Spannung, womit diese Ausdehnung von statten geht, dem auf dem Theilchen lastenden äußern Drucke gleich sei, wodurch dann jene Volumenvergrößerung mit den bis dahin betrachteten identisch wäre. Nehmen wir nun, wie vorhin, wieder an, daß pro Secunde das Luftvolumen F s aus dem Gefäße A B C D aus- und in die Röhre E F eindringe, so würde dasselbe, wenn das Gewicht 1 Kilogramm betrüge, das specifische Volumen v bezeichnen. Dieses Volumen vergrößert sich nun beim Durchgang durch die Oeffnung auf v_1, so daß man hat $v_1 = f s_1$. Wir würden also für die Arbeiten $F p s$ oder $f p_1 s_1$ jetzt schreiben können $p v$ oder $p_1 v_1$.

Demnach erhielt Gl. (1) folgende Gestalt:

$$p v - p_1 v_1 = \frac{w^2}{2g} \cdot 1 \cdots\cdots (2),$$

insofern ja 1 das Gewicht von einem Kilogramm Luft bezeichnet.

Nehmen wir nun einmal an, die Luft in der Röhre besitze dieselbe Temperatur wie die im Gefäße, so würde nach dem Mariotte'schen Gesetze $p v = p_1 v_1$ sein; der Ausdruck links in der letzten Gl. würde also gleich Null sein, und demnach sollte man sagen, müßte auch $\frac{w^2}{2g}$ oder überhaupt $w =$ Null sein. Wie bemerkt, haben wir hier die Ursache der Geschwindigkeitsveränderung in der Natur der Gase selbst zu suchen. Sehen wir indessen genauer zu, so ergiebt sich uns doch auch eine solche Kraft, welche jene Aenderung hervorbringt. Es muß nämlich, damit die Temperatur in der Röhre und im Gefäße constant erhalten bleibe, von außen Wärme zugeführt werden und zwar daß sie der Arbeit, welche auf die Ausdehnung oder, was hier so viel dasselbe ist, auf die Vermehrung der lebendigen Kraft der Moleküle verwandt worden, äquivalent ist. Diese Wärme beträgt bekanntlich:

$$Q = 2{,}3026\, A R T \log \frac{p}{p_1} \quad \text{(Seite 78).}$$

Die gleichwerthige äußere Arbeit aber ist:

$$L = \frac{Q}{A} = 2{,}3026\, R T \log \frac{p}{p_1},$$

Diesen Ausdruck haben wir also in Gl. (2) statt $p v - p_1 v_1$ zu setzen. Es entsteht dann:

$$\frac{w^2}{2g} = 2{,}3026\, R T \log \frac{p}{p_1}.$$

Demnach $$w = \sqrt{4{,}6052\, R T g \log \frac{p}{p_1}}.$$

Und wenn man statt R und g die bestimmten Werthe setzt (g = 9,81 Meter):

$$w = 36{,}365 \sqrt{T \log \frac{p}{p_1}} \cdots\cdots \text{(LXXXII).}$$

Von dieser Formel kann man allemal Gebrauch machen, wenn die Ausdehnung nur sehr gering, wenn also p wenig verschieden ist von p_1. Denn in diesem Falle ist die zur Ausdehnung verwandte Wärme auch gering und man darf annehmen, daß dieselbe beim Ausströmen von der äußern Luft ersetzt werde. Nach Weisbach ist dies stets der Fall, wenn $p - p_1$ kleiner als $^1/_{30}\,p$ ist.

Wird aber der Luft bei ihrer Ausdehnung von dem kleineren Volumen v auf das größere v_1 keine Wärme zugeführt, so muß sie dieselbe von ihrer eignen Wärme entnehmen, oder mit andern Worten, sie muß eine Wärmemenge verlieren, welche derjenigen Arbeit gleichwerthig ist, die bei der Ausdehnung in Anspruch genommen wird. Diese Wärme beträgt nun nach Seite 87:

$$Q = (T - T_1)\,c,$$

wenn T_1 die absolute Temperatur der Luft in der Röhre bezeichnet. Der äquivalente Arbeitswerth ist aber:

$$L = \frac{Q}{A} = \frac{c}{A}(T - T_1).$$

Nun hat man für den vorliegenden Fall zufolge des combinirten Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetzes:

$$\frac{p\,v}{T} = \frac{p_1\,v_1}{T_1}$$

und da nun $T_1 < T$ ist, so muß nothwendig auch $p_1\,v_1 < p\,v$ sein. Er wird also bei der Ausdehnung der Luft das specifische Volumen in einem kleineren Verhältniß größer werden als der Druck abnimmt. Der Ausdruck $p\,v - p_1\,v_1$ auf der linken Seite der Gl. (2) hat also einen positiven Werth, oder es ist von Seiten des Kolbens HI eine Arbeit $p\,v - p_1\,v_1$ zu leisten, damit unter den obwaltenden Verhältnissen die Luft mit der Geschwindigkeit w ausfließe. Demnach beträgt die ganze Arbeit, welche je einem Kilogramm ausströmender Luft die lebendige Kraft

$\frac{w^2}{2g}$ ertheilt: $p v - p_1 v_1 + \frac{c}{A}(T - T_1)$. Wir haben also:

$$\frac{w^2}{2g} = p v - p_1 v_1 + \frac{c}{A}(T - T_1).$$

Außer den hier betrachteten Fällen, lassen sich noch eine Menge anderer erdenken. Wir können z. B. annehmen, es werde der Luft beim Ausströmen von außen her noch Wärme entzogen, so daß die Ausdehnung etwa nach dem Gesetze $p v^{-2} = p_1 v_1^{-2} = \cdots$ stattfinde, u. s. f. Für die Praxis werden aber diese Fälle von keiner Wichtigkeit sein, weshalb wir es hier unterlassen wollen, genauer auf dieselben einzugehen.

Wird in der obigen Gl. statt $p v : R T$ und statt $p_1 v_1 : R T_1$ gesetzt, so entsteht:

$$\frac{w^2}{2g} = R T - R T_1 + \frac{c}{A}(T - T_1) = \left(R + \frac{c}{A}\right)(T - T_1).$$

Da aber $R = \frac{c(k-1)}{A}$ ist, so hat man:

$$\frac{w^2}{2g} = \left(\frac{c k}{A} - \frac{c}{A} + \frac{c}{A}\right)(T - T_1) = \frac{c k}{A}(T - T_1).$$

Setzen wir allein T als bekannt voraus, so können wir T_1 leicht berechnen. Da nämlich die Ausdehnung der Luft im vorliegenden Falle allein auf Kosten der innern Arbeit hat stattfinden können, so hat sich der Druck nach dem Gesetz

$$p v^k = p_1 v_1^k$$

geändert, wo k bekanntlich $= 1{,}41$ ist. Alsdann ist aber nach Früherem:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Also:

$$T_1 = T\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Somit entsteht für w:

$$w = \sqrt{2g\frac{ck}{A}T\left[1-\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

$$= 44{,}449\sqrt{T\left[1-\left(\frac{p_1}{p}\right)^{0{,}2907}\right]} \cdots\cdots (\text{LXXXIII}).$$

Die im Vorstehenden entwickelten Formeln finden auch dann Anwendung, wenn die in einem Gefäße befindliche Luft ins Freie strömt. In diesem Falle ist dann $p_1 = 1$, d. i. gleich dem Druck von einer Atmosphäre, zu setzen. Anstatt ferner anzunehmen, der Stempel H I (Fig. 49) erhalte die im Gefäße eingeschlossene Luft durch Fortschiebung nach rechts auf der constanten Spannung p, kann man sich auch denken, es werde der Luft in jenem Gefäße continuirlich neue Luft zugeführt und dadurch der Druck constant erhalten.

Die Erfahrung lehrt nun, daß die oben berechneten Geschwindigkeiten niemals vollständig erreicht werden. Es erleiden nämlich die Lufttheilchen bei ihrem Durchströmen durch die Gefäßöffnung Reibung an den Wänden des Gefäßes, außerdem stören sie sich auch unter einander, weil sie niemals in parallelen Fäden ausfließen können. Diese Reibungen und Störungen verursachen einen Geschwindigkeitsverlust, der sich wieder in Wärme umsetzt. Da aber die Geschwindigkeit, mit der der Ausfluß erfolgt, bei nur einigermaßen bedeutendem Ueberdruck im Gefäße, sehr groß ist, so wird die durch jenen Verlust erzeugte Wärme weniger auf die Gefäßwände als auf die Luftmoleküle übertragen, die Temperatur T_1 in der Ebene der Mündung oder da, wo der constante Druck p_1 herrscht, ist also etwas größer, als sie die Formel

$$T_1 = T\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

giebt. Weiter haben die Versuche gelehrt, daß die größte Geschwindigkeit nicht unmittelbar in der Ebene der Mündung,

sondern etwas davon entfernt, im Innern der Röhre herrscht. Auch besitzt an dieser Stelle die ausströmende Luftmasse einen etwas kleinern Querschnitt, wie die Mündung. Die Erscheinungen sind also fast vollständig so, wie beim Ausfluß des Wassers oder einer andern tropfbaren Flüssigkeit.

Bekanntlich bezeichnet man die Zahl, mit welcher man die Fläche der Mündung multipliciren muß, um denjenigen Querschnitt zu erhalten, in welchem die größte Geschwindigkeit herrscht, mit dem Namen „Contractionscoefficient". Derselbe hängt nicht nur vom Ueberdruck $p - p_1$ im Gefäße, sondern auch von der Gestalt der Oeffnung, sowie von der Stelle ab, wo die Mündung in der Gefäßwand angebracht ist.

Nach den sorgfältigen Versuchen Weisbach's beträgt bei einem Ueberdruck $p - p_1$ von 50 bis 850^{mm} für Kreismündungen in dünner Wand von 10 bis 24^{mm} Weite der Contractionscoefficient

$$\alpha = 0{,}566 \text{ bis } 0{,}811$$

mit dem Ueberdrucke $p - p_1$ wachsend. Besitzt also die Mündung z. B. eine Fläche von 1 $\square^{cm}$, so würde der Querschnitt des Luftstroms an der Stelle der größten Geschwindigkeit sein:

$$0{,}566 \text{ bis } 0{,}811 \ \square^{cm}.$$

Aber innerhalb dieses Querschnitts ist noch nicht die oben berechnete Geschwindigkeit w vorhanden, vielmehr ist die hier stattfindende wirkliche Geschwindigkeit immer noch etwas kleiner als w. Man hat also auch w mit einem echten Bruche zu multipliciren, um zu der wirklichen Geschwindigkeit zu gelangen, und dieser Bruch erhält den Namen „Geschwindigkeitscoefficient". Bezeichnen wir ihn mit φ und die effective Geschwindigkeit mit w_e, so ist

$$w_e = \varphi w$$

Beträgt nun der Querschnitt der Mündung F $\square$Meter, so ist derjenige, in welchem die größte Geschwindigkeit herrscht:

αF □Meter, und da diesen Querschnitt die Lufttheilchen mit der Geschwindigkeit $w_e = \varphi w$ passiren, so beträgt die wirkliche Ausflußmenge pro Secunde:

$$V = w_e \alpha F = \varphi w \alpha F.$$

Und wenn wir nun für w den berechneten Werth setzen:

$$V = 44{,}449 \, \varphi \alpha F \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0{,}2907}\right]}.$$

Das Product aus dem Contractions- in den Geschwindigkeitscoefficienten ($\alpha \varphi$), womit man die Fläche der Mündung und die theoretische Geschwindigkeit zu multipliciren hat, um die wirkliche Ausflußmenge zu finden, wird auch „Ausflußcoefficient" genannt und meistens mit μ bezeichnet. Hiernach ist auch

$$V = 44{,}449 \, \mu F \sqrt{\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{0{,}2907}\right]} \cdots\cdots (\text{LXXXIV}).$$

Ist das Mundstück, aus welchem die Luft ausfließt, genau so geformt wie der zusammengezogene Strahl, also etwa so, wie dies Figur 49 zeigt, so hat man natürlich $\alpha = 1$ zu setzen, da die Mündungsebene denselben Querschnitt besitzt, den das Gas an der Stelle seiner größten Geschwindigkeit hat. Für derartige Mundstücke fand Herr Weisbach bei einem Ueberdruck $p - p_1$ von 180 bis 850mm Quecksilbersäule, wenn die Ausmündungsfläche etwa 10mm Weite hatte:

$$\varphi = \mu = 0{,}981$$

im Mittel.

Für kreisförmige Oeffnungen in dünner Wand von 10 bis 24mm Weite ergab sich bei einem Ueberdruck $p_1 - p$ von 50 bis 850mm und der Annahme $\varphi = 0{,}98$

$$\mu = 0{,}555 \text{ bis } 0{,}795.$$

Für kurze cylindrische Ansatzröhren von derselben Weite wie jene Oeffnungen, erhielt man für dieselben Grenzen des Ueberdrucks

$$\mu = \varphi = 0{,}737 \text{ bis } 0{,}839$$

es ist also hier $\alpha=1$ angenommen. (Zeuner's „Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie").

Zahlenbeispiel 1. Mit welcher Geschwindigkeit w_e wird Luft aus einem Behälter ins Freie fließen, in welchem sie eine Spannung p von 1,033 Atmosphären besitzt, wenn die absolute Temperatur T derselben $273+10=283^0$ beträgt und der Ausflußcoefficient $\varphi=0{,}90$ ist?

Da die Spannung der Luft im Behälter den atmosphärischen Druck nur um Weniges übersteigt, so kann man von der Formel Seite 284 Gebrauch machen. Man erhält dann nach Substitution der obigen Zahlenwerthe:

$$\begin{aligned} w_e &= 0{,}9 \cdot 36{,}365 \cdot \sqrt{283 \log 1{,}033} \\ &= 0{,}9 \cdot 36{,}365 \cdot \sqrt{283 \cdot 0{,}0141} \\ &= 0{,}9 \cdot 36{,}365 \cdot \sqrt{3{,}9903} \\ &= 0{,}9 \cdot 72{,}367; \text{ endlich} \end{aligned}$$

$$w_e = 65{,}132 \text{ Meter.}$$

Zahlenbeispiel 2. In einem Windbehälter befinde sich Luft von einer constanten Spannung von 1,2 Atmosphären, die absolute Temperatur derselben betrage $T = 273 + 10 = 283^0$. Mit welcher Geschwindigkeit wird dieselbe ins Freie strömen, wenn der Ausfluß durch ein in Form des zusammengezogenen Strahls abgerundetes Mundstück geschieht.

Es ist also hier $p=1{,}2$ und $p_1=1$ Atmosphäre; daher ergiebt sich:

$$\left(\frac{p_1}{p}\right)^{0{,}2907} = \left(\frac{1}{1{,}2}\right)^{0{,}2907} = 0{,}9485$$

mithin

$$\begin{aligned} w &= 44{,}449 \sqrt{283\,(1-0{,}9485)} \\ &= 44{,}449 \sqrt{14{,}5745} = 169{,}443 \text{ Meter.} \end{aligned}$$

Da $\varphi=0{,}981$ ist, so beträgt die wirkliche Geschwindigkeit:

$$w_e = \varphi\, w = 0{,}981 \times 169{,}443 = 166{,}224 \text{ Meter.}$$

Setzen wir nun in der Gl.

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{ck}{A}(T - T_1)$$

statt $w : w_e$, so folgt die absolute Temperatur T_1 in der Ebene der Ausmündung:

$$T_1 = T - \frac{w_e^2}{2g} \cdot \frac{A}{ck} = 283 - \frac{\overline{166{,}224}^2}{2 \cdot 9{,}81} \cdot 0{,}00993$$

$$= 283 - 13{,}98 = 269{,}02.$$

Daher die Temperatur t_1 nach der Centesimalscala: $269{,}02 - 273 = -4{,}02^0$.

Wir sehen also, wie selbst bei einem schwachen Ueberdrucke von nur 0,2 Atmosphären beim Ausströmen der Luft eine bedeutende Temperaturerniedrigung eintritt.

Ohne Geschwindigkeitsverlust würde die Temperatur T_1 in der Ebene der Mündung betragen haben:

$$T_1 = 283 - \frac{\overline{169{,}443}^2}{2 \cdot 9{,}81} \cdot 0{,}00993 = 283 - 14{,}53 = 268{,}47^0,$$

mithin nach Celsius $268{,}47 - 273 = 4{,}53^0$. Durch die Widerstände ist also die Luft an der Ausflußmündung um $4{,}53 - 4{,}02 = 0{,}51^0$ erwärmt worden.

Zahlenbeispiel 3. Wenn jener Windbehälter in der vorigen Aufgabe pro Minute 100 Kubikmeter Luft liefern sollte, welchen Querschnitt F würde man der Mündung des Ausflußrohrs zu geben haben?

Man hat nach der Formel $V = w_2 \alpha F$ für F: $\frac{V}{w_e \alpha}$; oder da $\alpha = 1$, $V = \frac{100}{60} = 1{,}666 \cdots\cdots$, w_e aber $= 166{,}224$ ist:

$$F = \frac{1{,}666}{166{,}224} = 0{,}01003 \ \square\,\text{Meter} = 1{,}003 \ \square^{dc}.$$

Schließlich bemerken wir noch, daß, wenn die Luft aus einem Behälter ins Freie fließt, der contrahirte Strahl sich als-

bald wieder in ähnlicher Weise ausbreitet, als er sich beim Durchströmen durch die Mündung zusammengezogen hat; dabei verliert er denn allmälig seine Geschwindigkeit wieder und die einzelnen Luftmoleküle nehmen den Zustand der Ruhe an. Es ist klar, daß auf diese Weise die ganze lebendige Kraft, die je 1 Kilogramm ausströmender Luft inne wohnt, also die Arbeit

$$\frac{w^2}{2g}$$

wieder in Wärme umgesetzt wird und daß demnach, sobald der Ruhezustand eingetreten, die Temperatur der Luft wieder auf den ursprünglichen Grad (T), den dieselbe im Gefäße hatte, gestiegen ist.

Druck von Graichen & Riehl in Leipzig.

Berichtigungen.

Seite 1, Zeile 3 von unten: welchem statt welcher.
„ 9, „ 13 von unten: nennen statt bezeichnen.
„ 10, „ 9 von oben: Arbeit statt Arbei.
„ 70, „ 6 von unten: O C statt A C.
„ 81 ist in Figur 7 zu lesen: 0,376 statt 0,367.
„ 97, Zeile 11 von oben: $p_1 v - p_1 v_1$ statt $p v - p_1 v_1$
„ 101, „ 8 von unten: Das Volumen $O v_4 = v_4$ statt: Das Volumen $O v_3 = v_3$
„ 118, „ 11 von unten: O X statt O H.
„ 149 ist Figur 30 verkehrt gestellt.
„ 149, Zeile 18 von oben: Figur 26 statt Figur 25.
„ 161, „ 17 von oben: Feuerraum statt Feuerraumheerd.
„ 165, „ 9 von oben: Atmosphären statt Atmosphäre.
„ 172 muß in der Formel für FH statt — T stehen + T.
„ 174, Zeile 10 von unten: $\frac{n}{m}$ statt $\frac{m}{n}$.
„ 176, „ 12 von oben: ermitteln statt vermitteln.
„ 183, „ 6 von oben: die Dampfmaschine statt letztere.
„ 212, „ 10 von oben: abkühlen statt abgekühlen.
„ 224 ist in Fig. 36 das Wasser in dem untern Theile des Raumes M L N P nicht gezeichnet worden.
„ 225, Zeile 10 von unten: X statt H.
„ 234, „ 2 von unten: nach „wäre" sollte eine neue Zeile beginnen.
„ 251, „ 5 von unten: des Cylinders statt eines Cylinders.
„ 265, „ 6 von unten: des statt das
„ 274, „ 5 von oben ist hinter „Höhe" zu setzen: des Kolbens.
„ 276, „ 1 von unten ist in der runden Klammer e_2 statt e_1 zu lesen:
„ 281, „ 9 von unten: Arbeit der Kraft statt Arbeit.
„ 283, „ 12 von oben: so viel, daß sie der Arbeit statt daß sie der Arbeit.
„ 283, „ 13 ist „so viel" zu streichen.

Urtheile der Presse

über

Röntgen's

Grundlehren der mechanischen Wärmetheorie

I. Theil.

Wir begrüßen in diesem Werke einen recht wohlgelungenen Versuch zur elementaren Behandlung der Wärmetheorie, durch welchen diese neue wichtige Wissenschaft auch Solchen zugänglich gemacht wird, welche mit der höheren Mathematik nicht umzugehen verstehen. Im vorliegenden ersten Theile wird überdies auch die Beschreibung der wichtigeren Heißluft- und Gasmaschinen und ihre Berechnung gegeben, während der zweite Theil sich mit der Anwendung der Wärmetheorie der Dämpfe und die Berechnung der Dampfmaschinen beschäftigen wird. Das Verdienstliche dieser Arbeit braucht nicht besonders hervorgehoben zu werden. Stützt sich dieselbe auch auf die classischen Arbeiten Zeuner's und Grashof's, so ist doch die Ableitung der Resultate eine selbständige und namentlich ist die Anwendung der Theorie auf Berechnung der Heißluft- und Gaskraftmaschinen als sehr anschaulich und interessant zu bezeichnen. Man kann daher auch dem zweiten Theil mit besten Erwartungen entgegensehen und hat dessen baldiges Erscheinen im Interesse aller auf eine populäre Darstellung dieser Wissenschaft hingewiesenen Techniker lebhaft zu wünschen.

(Civil-Ingenieur.)

Die mechanische Wärmetheorie ist noch so vielen Gewerbtreibenden und Technikern terra incognita, daß ein leichtfaßliches Lehrbuch derselben um so mehr willkommen sein muß, als sie so vielfach in Technik und Industrie eingreift und ihre Kenntniß, insbesondere hinsichtlich der Beurtheilung der Betriebsmaschinen, von großer Wichtigkeit ist. Es ist dem Verfasser gelungen, in seinem Werke die richtige Mitte hinsichtlich wissenschaftlicher und gemeinverständlicher Darstellungsweise einzuhalten, wodurch die Brauchbarkeit des Werkes entschieden gewonnen hat.

(Neue deutsche Gewerbezeitung.)

Die Aufgabe ist dem Verfasser sehr gut gelungen, und wird ohne Zweifel Niemand, der sich über die so wichtig gewordene mechanische Wärmetheorie instruiren will, das Buch, ohne Nutzen daraus zu ziehen, aus der Hand legen.

(Gewerbeblätter.)

Der Verfasser hat die vorliegende Bearbeitung des Gegenstandes unternommen um auch Solchen, die weniger mit dem ganzen Gebiete der Mathematik als mit den einfachen und vorzüglichsten Lehren der Elementar-Mathematik bekannt sind, die wichtigern Resultate der mechanischen Wärmetheorie

zugänglich zu machen — dieses ebenso interessanten wie bedeutsamen neuen Zweiges der mechanischen Physik, welcher eine Umwälzung rücksichtlich der Kenntniß und Beurtheilung — vielleicht auch des Baues — der wichtigsten Motoren in Aussicht stellt. Aber nicht allein darin liegt das Verdienst der Arbeit; dieselbe bietet vielmehr manche anerkennenswerthe Eigenthümlichkeiten bezüglich der Entwickelung der Wärmetheorie selbst, der Classification und Berechnung der Heißluftmaschinen 2c. dar. Die Darstellung vereinigt den unveräußerlichen Charakter der Wissenschaftlichkeit mit großer Klarheit und jenem Grad von Gemeinverständlichkeit, den der Gegenstand überhaupt zuläßt, weshalb nicht zu zweifeln ist, daß das Werk ein großes und dankbares Publikum besonders unter den angehenden Technikern und Ingenieuren sowie unter denjenigen finden wird, welchen bei längerer Beschäftigung mit praktischen Dingen die geläufige Handhabung der höhern Mathematik mehr oder weniger verloren gegangen ist.

K. Karmarsch.

Die vielfach originelle Darstellung ist eingehend und streng begründet, so daß sie ein klares Bild von den Hauptresultaten der mechanischen Wärmetheorie liefert. Die wichtigsten historischen Momente sind ebenfalls in gebührender Weise berücksichtigt. Der zweite Abschnitt des Buches enthält neben einer kurzen Beschreibung der wichtigeren Heißluft- und Gasmaschinen im Wesentlichen eine Anwendung jener Theorie auf ihre Leistungsfähigkeit, den Preis der durch sie geleisteten Arbeit u. s. w., so daß nicht nur eine interessante praktische Illustration zu den abstracten Lehren der Wissenschaft geboten, sondern auch auf das Verhalten der in Rede stehenden Maschinen in mancher Beziehung ein neues Licht verbreitet wird. Besonders eingehend wurden die Ericsson'sche, die Laubereau'sche und die Lehmann'sche Heißluftmaschine und in den letzten Abschnitten die Lenoir'sche und Otto'sche Gasmaschine dargestellt und untersucht. Die Anwendung der mechanischen Wärmetheorie auf Dämpfe und Dampfmaschinen wird für einen zweiten Band in Aussicht gestellt.

(Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.)

Auf Grundlage der bekannten Werke von Grashof und Zeuner liefert uns der Herr Verfasser in vorliegendem Werk eine sehr beachtenswerthe Bearbeitung dieser noch neuen Lehre der Naturwissenschaft.

Was bisher über mechanische Wärmetheorie erschienen ist, beschränkt sich entweder auf das Allgemeinste aus derselben oder es gibt uns die gesammten Forschungen und Resultate der Theorie in einer Sprache und Darstellung, die nur dem durchgebildeten Mathematiker zugänglich sein dürfte. Der Zweck dieser Arbeit hingegen ist, allen Jenen die Resultate dieser Wissenschaft zugänglich zu machen, welche weniger mit der höheren Mathematik wie mit den einfacheren und vorzüglichsten Lehren der Elementarmathematik bekannt sind, und wendet sich somit zunächst an den angehenden Techniker, an den denkenden Industriellen, wie an jenen Ingenieur, dem die Sprache der Mechanik geläufig ist, der aber in vielen Fällen keine Zeit und Gelegenheit hat, sich mit der höheren Mathematik zu befassen. Eingehende Erörterung findet die Frage: ob die Heißluft- oder Dampfmaschinen in ihrer Unterhaltung billiger seien, wie auch die Berechnung über die Leistungsfähigkeit der Heißluftmaschinen besondere Beachtung verdient.

Schließlich ist die vorzügliche Ausstattung des Werkes lobend zu erwähnen.

(Technische Neuigkeiten.)

Technischer Verlag

von Hermann Costenoble in Jena

mit Urtheilen der Presse.

König, Friedrich, Die Pumpen. Eine Darstellung ihrer Theorie, Construction und Wirkungsweise. Für Maschinenfabrikanten, Ingenieure, Techniker, Brunnenbauer und Landwirthe. Mit 106 Illustrationen in Holzschnitt, ausgeführt von Gebrüder Siméon in Braunschweig. Lex.-8. eleg. broch. Preis $1^3/_4$ Thlr.

Unbestritten ist König's Schrift die ausführlichste, reichhaltigste und werthvollste über Pumpen und Pumpenconstruction und deshalb allen denen, welche sich für diese Maschinen interessiren, auf das Angelegentlichste zu empfehlen. Die äußere Ausstattung ist ungemein splendid. (Illustr. Landwirthschaftliche Zeitung.)

Dieses Werk kann den Interessenten als ein in hohem Grade lehrreiches empfohlen werden; es giebt in klarer, verständlicher Sprache eine vollständige Uebersicht der verschiedenen Pumpen und in schön ausgeführten Originalholzschnitten die Zeichnungen der wichtigsten bezüglichen Constructionen. Die Verlagsbuchhandlung hat für treffliche Ausstattung Sorge getragen. (Landw. Centralbl.)

Eine geschickte Bearbeitung dieser wichtigen mechanischen Hülfsmittel kann nur erwünscht sein; und als eine solche muß das vorliegende Werk bezeichnet werden. Uebersichtlichkeit, Klarheit der Sprache, Gründlichkeit, das sind die Eigenschaften, welche die Arbeit des Herrn König charakterisiren. Hierzu kommt noch die vortreffliche Ausstattung, namentlich was die höchst correct gezeichneten und musterhaft hergestellten Holzschnitte betrifft. Wir können das Werk demnach mit bester Ueberzeugung empfehlen.
(Neue landw. Zeitung.)

König, Friedrich, Der praktische Röhrenmeister. Anweisung zur Fabrikation und Construction der Röhrenleitungen und Röhrenverbindungen für Wasser-, Gas- und Dampfleitungen. Für Maschinenfabrikanten, Ingenieure, Techniker und Röhrenmeister. Mit 77 Holzschnitten und 3 lithogr. Tafeln. Lex.-8. eleg. ausgestattet und broch. $2^3/_4$ Thlr.

Dieses mit großer Sachkenntniß geschriebene Werk enthält die Beschreibung der Herstellung von Röhren und Schläuchen, deren Berechnung bezüglich ihrer Leistungsfähigkeit und Wandstärke, deren Anlage für Wasserleitungen 2c., sowie deren Montirung. Eine große Anzahl von Tabellen giebt überdies die Dimensionen und Preise von Röhren an, wie sie von bedeutenden Fabriken geliefert werden. Für alle Diejenigen, welche mit der Anlage von Leitungen für Wasser, Gas oder Dampf zu thun haben, bietet dieses Buch einen reichen Schatz praktischer Notizen. (Neue deutsche Gewerbe-Zeitung.)

Der Herr Verfasser behandelt ausführlich in 5 Abschnitten die Fabrikation der verschiedenen Röhren und ihre Verbindungsweise, die Leistungsfähigkeit und die Wandstärke der Röhren, Construction von Röhrenleitungen und daraus zusammengesetzten Röhrensystemen, die Röhren-Probe, Anstrich der Röhren und Dichtungsstoffe.

Außerdem empfiehlt sich das Werk noch durch die für den Praktiker nothwendigen Tabellen über die Gewichte und Preise, über die Wandstärke 2c. der Röhren, wie auch, daß überall, wo es nothwendig ist, das Besprochene durch deutliche Zeichnungen erläutert ist.
(Bayr. Gewerbe- und Industriebl.)

Perels, Emil, Handbuch zur Anlage und Construction landwirthschaftlicher Maschinen und Geräthe, für Maschinenfabrikanten, Constructeure, für Studirende der Technik, polytechnische Schulen, zu Vorträgen und für gebildete Landwirthe. Zwei starke Bände. Mit 97 lithogr. Tafeln in gr. Folio nebst alphabetischem Sachregister. Lex.-8. eleg. broch. 12 Thlr.

Das I. Heft umfaßt die Dreschmaschinen, Getreidereinigungsmaschinen und die Motoren der Dreschmaschinen; das II. Heft behandelt die Dampfpflüge. III. Heft. Erndtemaschinen. IV. Heft. Die Maschinen zur Bearbeitung der geerndteten Früchte und die Pferdehacken. V. Heft. Die Bodenbearbeitungsgeräthe. VI. Heft. Die Bodenbearbeitungsgeräthe und die Dampfpflüge. VII. Heft. Die Locomobilen. VIII. Heft. Die transportablen Mahlmühlen, Pumpen, Ziegelpressen, nebst einem Nachtrage zu den vorhergehenden Abschnitten.

Das Werk erschien in 8 Heften Lexikon-Octav-Format und kann auch jetzt noch in Heften zu $1\frac{1}{2}$ Thlr. bezogen werden.

Mit diesem Heft ist zugleich das ganze Werk geschlossen. Wir nennen dasselbe unbedenklich ein classisches, bisher ohne Gleichen in unsrer Literatur, und erklären die gesammte Landwirthschaft dem Verfasser dafür zum höchsten Danke verpflichtet. Die Verbreitung dieses Buches wird größeren Nutzen im Gefolge haben, als diejenige so vieler großer und kleiner Scharteken, welche sie bisher gefunden haben. Es wird dazu berufen sein, dem ausübenden Landwirth als Rathgeber zu dienen bei der Auswahl, dem Ankauf, dem Gebrauch, der Behandlung von Maschinen und Geräthen aller Art, welche der sachkundige Verfasser unter den besten der Welt so herauszusuchen verstanden hat, daß sie zugleich alle übrigen mit repräsentiren. Wir halten es für dringend gerathen, daß ein jeder landwirthschaftliche Verein in Deutschland dieses Handbuch anschaffe, und sei es nur das einzige seiner Bibliothek, um es sowohl unter seinen Mitgliedern Reih' um gehen zu lassen als auch um es jederzeit für Jeden zum Nachschlagen bereit zu halten. Die kleine Ausgabe dafür wird sich bald durch die große Ersparniß eines Jeden, der es um Rath fragt, bezahlt machen. Dergleichen Bücher gehören in die landwirthschaftlichen Volksbibliotheken weit mehr, als die verwässerten Erzählungen von den Goldmacherdörfern und wohlberathenen Bauern. — Außer den Landwirthen empfehlen wir das Buch aber auch den Maschinenbauern für die Landwirthschaft, deren theoretisches Studium ohnedies, Gott sei's geklagt, nicht weit her zu sein pflegt. Hier finden sie, kurz und brauchbar zusammengedrängt, nicht bloß was sie machen, sondern auch wie sie es machen sollen, und als belehrende Zugabe eine treffliche, systematische Uebersicht ihres ganzen Fachs.

Indem die Kritik dem Verfasser ihren Dank ausspricht für die wesentliche Bereicherung der Literatur der Landwirthschaft durch sein umfassendes, treffliches Werk, kann sie zugleich nicht umhin das Gleiche zu thun gegenüber der Verlagshandlung, welche durch ausgezeichnete Ausstattung — wir heben auch den höchst correcten Druck hervor — bei höchst billigem Preise das Ihrige dazu beigetragen hat, den deutschen Landwirthen ein wahrhaft volksthümliches Lehrbuch in die Hand zu legen. (Dr. **Hamm's Agronomische Zeitung.**)

Wir haben die Aufmerksamkeit unserer Leser schon wiederholt auf dieses Werk gelenkt, und wir beschränken uns heut darauf, dies wiederholt zu thun. Wir kennen kein Werk dieser Art, welches für Landwirthe dem Zweck entsprechender wäre. Die vortrefflichen lithographischen Beilagen erleichtern das Verständniß des übrigens schon an sich sehr verständlich geschriebenen Textes im hohem Maße. (**Landwirthschaftl. Centralblatt.**)

Emil Perels, Die Mähemaschinen. Zum Gebrauche für praktische Landwirthe, Maschinenfabrikanten und Ingenieure. Mit 36 Illustrationen in Holzschnitt. Lex-8. Eleg. bröch. Preis $2\frac{2}{3}$ Thlr.

Diese ganz vortreffliche Monographie wird in doppelter Weise, mittelbar und unmittelbar, großen Nutzen für die fortschreitende Landwirthschaft stiften: mittelbar, indem ihr Studium Techniker und Maschinenbauer gegen das Einschlagen gefährlicher Constructions-Irrwege und somit die nicht lesenden Landwirthe gegen die nutzlosen Geldausgaben für Rumpelkammermaterial schützen wird, — und unmittelbar, indem sie die lesenden Landwirthe in den Stand setzt, von anderweitigem Beirath sich emancipiren zu können und ein eigenes klares Urtheil zu bilden, welche Anforderungen sie an Mähemaschinen stellen können und dürfen und welche Constructionen diesen Anforderungen entsprechen. Unser geschätzter Mitarbeiter hat mit diesem Werke wieder einen sehr glücklichen Griff gethan und die Verlagshandlung wird es nicht bereuen, dasselbe so gediegen ausgestattet zu haben.

(**Neue landw. Zeitung.**)

Da die Mähemaschine jetzt auch in Deutschland eine immer mehr wachsende Verbreitung findet, so wird die vorliegende Monographie dieser Maschine, deren Verfasser ein anerkannter und bewährter Sachkenner im Gebiete der landwirthschaftlichen Maschinen ist, für Landwirthe wie für Techniker sehr willkommen sein. Dieselbe umfaßt der Hauptsache nach eine Besprechung der Constructionsprincipien der Mähemaschine, eine Beschreibung der wichtigeren neueren Maschinen dieser Art, endlich eine Darlegung des Werthes derselben für die landwirthschaftliche Praxis. Zur Erläuterung dient eine größere Anzahl guter Holzschnitte. (**Deutsche Industrie-Zeitung.**)

Das I. Heft umfaßt die Dreschmaschinen, Getreidereinigungsmaschinen und die Motoren der Dreschmaschinen; das II. Heft behandelt die Dampfpflüge. III. Heft. Erndtemaschinen. IV. Heft. Die Maschinen zur Bearbeitung der geerndteten Früchte und die Pferdehacken. V. Heft. Die Bodenbearbeitungsgeräthe. VI. Heft. Die Bodenbearbeitungsgeräthe und die Dampfpflüge. VII. Heft. Die Locomobilen. VIII. Heft. Die transportablen Mahlmühlen, Pumpen, Ziegelpressen, nebst einem Nachtrage zu den vorhergehenden Abschnitten.

Das Werk erschien in 8 Heften Lexikon-Octav-Format und kann auch jetzt noch in Heften zu $1^1/_2$ Thlr. bezogen werden.

Mit diesem Heft ist zugleich das ganze Werk geschlossen. Wir nennen dasselbe unbedenklich ein classisches, bisher ohne Gleichen in unsrer Literatur, und erklären die gesammte Landwirthschaft dem Verfasser dafür zum höchsten Danke verpflichtet. Die Verbreitung dieses Buches wird größeren Nutzen im Gefolge haben, als diejenige so vieler großer und kleiner Scharteken, welche sie bisher gefunden haben. Es wird dazu berufen sein, dem ausübenden Landwirth als Rathgeber zu dienen bei der Auswahl, dem Ankauf, dem Gebrauch, der Behandlung von Maschinen und Geräthen aller Art, welche der sachkundige Verfasser unter den besten der Welt so herauszusuchen verstanden hat, daß sie zugleich alle übrigen mit repräsentiren. Wir halten es für dringend gerathen, daß ein jeder landwirthschaftliche Verein in Deutschland dieses Handbuch anschaffe, und sei es nur das einzige seiner Bibliothek, um es sowohl unter seinen Mitgliedern Reih' um gehen zu lassen als auch um es jederzeit für Jeden zum Nachschlagen bereit zu halten. Die kleine Ausgabe dafür wird sich bald durch die große Ersparniß eines Jeden, der es um Rath fragt, bezahlt machen. Dergleichen Bücher gehören in die landwirthschaftlichen Volksbibliotheken weit mehr, als die verwässerten Erzählungen von den Goldmacherdörfern und wohlberathenen Bauern. — Außer den Landwirthen empfehlen wir das Buch aber auch den Maschinenbauern für die Landwirthschaft, deren theoretisches Studium ohnedies, Gott sei's geklagt, nicht weit her zu sein pflegt. Hier finden sie, kurz und brauchbar zusammengedrängt, nicht bloß was sie machen, sondern auch wie sie es machen sollen, und als belehrende Zugabe eine treffliche, systematische Uebersicht ihres ganzen Fachs.

Indem die Kritik dem Verfasser ihren Dank ausspricht für die wesentliche Bereicherung der Literatur der Landwirthschaft durch sein umfassendes, treffliches Werk, kann sie zugleich nicht umhin das Gleiche zu thun gegenüber der Verlagshandlung, welche durch ausgezeichnete Ausstattung — wir heben auch den höchst correcten Druck hervor — bei höchst billigem Preise das Ihrige dazu beigetragen hat, den deutschen Landwirthen ein wahrhaft volksthümliches Lehrbuch in die Hand zu legen. (Dr. Hamm's Agronomische Zeitung.)

Wir haben die Aufmerksamkeit unserer Leser schon wiederholt auf dieses Werk gelenkt, und wir beschränken uns heut darauf, dies wiederholt zu thun. Wir kennen kein Werk dieser Art, welches für Landwirthe dem Zweck entsprechender wäre. Die vortrefflichen lithographischen Beilagen erleichtern das Verständniß des übrigens schon an sich sehr verständlich geschriebenen Textes im hohem Maße. (Landwirthschaftl. Centralblatt.)

Emil Perels, Die Mähemaschinen. Zum Gebrauche für praktische Landwirthe, Maschinenfabrikanten und Ingenieure. Mit 36 Illustrationen in Holzschnitt. Lex-8. Eleg. broch. Preis $2^2/_3$ Thlr.

Diese ganz vortreffliche Monographie wird in doppelter Weise, mittelbar und unmittelbar, großen Nutzen für die fortschreitende Landwirthschaft stiften: mittelbar, indem ihr Studium Techniker und Maschinenbauer gegen das Einschlagen gefährlicher Constructions-Irrwege und somit die nicht lesenden Landwirthe gegen die nutzlosen Geldausgaben für Rumpelkammermaterial schützen wird, — und unmittelbar, indem sie die lesenden Landwirthe in den Stand setzt, von anderweitigem Beirath sich emancipiren zu können und ein eigenes klares Urtheil zu bilden, welche Anforderungen sie an Mähemaschinen stellen können und dürfen und welche Constructionen diesen Anforderungen entsprechen. Unser geschätzter Mitarbeiter hat mit diesem Werke wieder einen sehr glücklichen Griff gethan und die Verlagshandlung wird es nicht bereuen, dasselbe so gediegen ausgestattet zu haben.

(Neue landw. Zeitung.)

Da die Mähemaschine jetzt auch in Deutschland eine immer mehr wachsende Verbreitung findet, so wird die vorliegende Monographie dieser Maschine, deren Verfasser ein anerkannter und bewährter Sachkenner im Gebiete der landwirthschaftlichen Maschinen ist, für Landwirthe wie für Techniker sehr willkommen sein. Dieselbe umfaßt der Hauptsache nach eine Besprechung der Constructionsprincipien der Mähemaschine, eine Beschreibung der wichtigeren neueren Maschinen dieser Art, endlich eine Darlegung des Werthes derselben für die landwirthschaftliche Praxis. Zur Erläuterung dient eine größere Anzahl guter Holzschnitte. (Deutsche Industrie-Zeitung.)

Das I. Heft umfaßt die Dreschmaschinen, Getreidereinigungsmaschinen und die Motoren der Dreschmaschinen; das II. Heft behandelt die Dampfpflüge. III. Heft. Erndtemaschinen. IV. Heft. Die Maschinen zur Bearbeitung der geerndteten Früchte und die Pferdehacken. V. Heft. Die Bodenbearbeitungsgeräthe. VI. Heft. Die Bodenbearbeitungsgeräthe und die Dampfpflüge. VII. Heft. Die Locomobilen. VIII. Heft. Die transportablen Mahlmühlen, Pumpen, Ziegelpressen, nebst einem Nachtrage zu den vorhergehenden Abschnitten.

Das Werk erschien in 8 Heften Lexikon-Octav-Format und kann auch jetzt noch in Heften zu 1½ Thlr. bezogen werden.

Mit diesem Heft ist zugleich das ganze Werk geschlossen. Wir nennen dasselbe unbedenklich ein classisches, bisher ohne Gleichen in unsrer Literatur, und erklären die gesammte Landwirthschaft dem Verfasser dafür zum höchsten Danke verpflichtet. Die Verbreitung dieses Buches wird größeren Nutzen im Gefolge haben, als diejenige so vieler großer und kleiner Scharteken, welche sie bisher gefunden haben. Es wird dazu berufen sein, dem ausübenden Landwirth als Rathgeber zu dienen bei der Auswahl, dem Ankauf, dem Gebrauch, der Behandlung von Maschinen und Geräthen aller Art, welche der sachkundige Verfasser unter den besten der Welt so herauszusuchen verstanden hat, daß sie zugleich alle übrigen mit repräsentiren. Wir halten es für dringend gerathen, daß ein jeder landwirthschaftliche Verein in Deutschland dieses Handbuch anschaffe, und sei es nur das einzige seiner Bibliothek, um es sowohl unter seinen Mitgliedern Reih' um gehen zu lassen als auch um es jederzeit für Jeden zum Nachschlagen bereit zu halten. Die kleine Ausgabe dafür wird sich bald durch die große Ersparniß eines Jeden, der es um Rath fragt, bezahlt machen. Dergleichen Bücher gehören in die landwirthschaftlichen Volksbibliotheken weit mehr, als die verwässerten Erzählungen von den Goldmacherdörfern und wohlberathenen Bauern. — Außer den Landwirthen empfehlen wir das Buch aber auch den Maschinenbauern für die Landwirthschaft, deren theoretisches Studium ohnedies, Gott sei's geklagt, nicht weit her zu sein pflegt. Hier finden sie, kurz und brauchbar zusammengedrängt, nicht bloß was sie machen, sondern auch wie sie es machen sollen, und als belehrende Zugabe eine treffliche, systematische Uebersicht ihres ganzen Fachs.

Indem die Kritik dem Verfasser ihren Dank ausspricht für die wesentliche Bereicherung der Literatur der Landwirthschaft durch sein umfassendes, treffliches Werk, kann sie zugleich nicht umhin das Gleiche zu thun gegenüber der Verlagshandlung, welche durch ausgezeichnete Ausstattung — wir heben auch den höchst correcten Druck hervor — bei höchst billigem Preise das Ihrige dazu beigetragen hat, den deutschen Landwirthen ein wahrhaft volksthümliches Lehrbuch in die Hand zu legen. (Dr. Hamm's Agronomische Zeitung.)

Wir haben die Aufmerksamkeit unserer Leser schon wiederholt auf dieses Werk gelenkt, und wir beschränken uns heut darauf, dies wiederholt zu thun. Wir kennen kein Werk dieser Art, welches für Landwirthe dem Zweck entsprechender wäre. Die vortrefflichen lithographischen Beilagen erleichtern das Verständniß des übrigens schon an sich sehr verständlich geschriebenen Textes im hohem Maße. (Landwirthschaftl. Centralblatt.)

Emil Perels, Die Mähemaschinen. Zum Gebrauche für praktische Landwirthe, Maschinenfabrikanten und Ingenieure. Mit 36 Illustrationen in Holzschnitt. Lex-8. Eleg. bröch. Preis 2⅔ Thlr.

Diese ganz vortreffliche Monographie wird in doppelter Weise, mittelbar und unmittelbar, großen Nutzen für die fortschreitende Landwirthschaft stiften: mittelbar, indem ihr Studium Techniker und Maschinenbauer gegen das Einschlagen gefährlicher Constructions-Irrwege und somit die nicht lesenden Landwirthe gegen die nutzlosen Geldausgaben für Rumpelkammermaterial schützen wird, — und unmittelbar, indem sie die lesenden Landwirthe in den Stand setzt, von anderweitigem Beirath sich emancipiren zu können und ein eigenes klares Urtheil zu bilden, welche Anforderungen sie an Mähemaschinen stellen können und dürfen und welche Constructionen diesen Anforderungen entsprechen. Unser geschätzter Mitarbeiter hat mit diesem Werke wieder einen sehr glücklichen Griff gethan und die Verlagshandlung wird es nicht bereuen, dasselbe so gediegen ausgestattet zu haben.

(Neue landw. Zeitung.)

Da die Mähemaschine jetzt auch in Deutschland eine immer mehr wachsende Verbreitung findet, so wird die vorliegende Monographie dieser Maschine, deren Verfasser ein anerkannter und bewährter Sachkenner im Gebiete der landwirthschaftlichen Maschinen ist, für Landwirthe wie für Techniker sehr willkommen sein. Dieselbe umfaßt der Hauptsache nach eine Besprechung der Constructionsprincipien der Mähemaschine, eine Beschreibung der wichtigeren neueren Maschinen dieser Art, endlich eine Darlegung des Werthes derselben für die landwirthschaftliche Praxis. Zur Erläuterung dient eine größere Anzahl guter Holzschnitte. (Deutsche Industrie-Zeitung.)

Röntgen, Robert

Die Grundlehren der mechanischen Wärmetheorie nebst einer Beschreibung der wichtigern Heißluft-, Gas- und Dampfmaschinen und Anwendung jener Lehren zur Berechnung der Leistungsfähigkeit dieser Maschinen ; für Ingenieure, Maschinenbauer und Industrielle, sowie für die Zöglinge höherer
Bd.: 1

Jena 1871